



Etude de la filamentation d'impulsions laser femtosecondes dans l'air.

Grégoire Méchain

► To cite this version:

Grégoire Méchain. Etude de la filamentation d'impulsions laser femtosecondes dans l'air.. Optique [physics.optics]. Ecole Polytechnique X, 2005. Français. NNT: . pastel-00001900

HAL Id: pastel-00001900

<https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-00001900>

Submitted on 28 Jul 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

ETUDE DE LA FILAMENTATION D'IMPULSIONS LASER FEMTOSECONDES DANS L'AIR

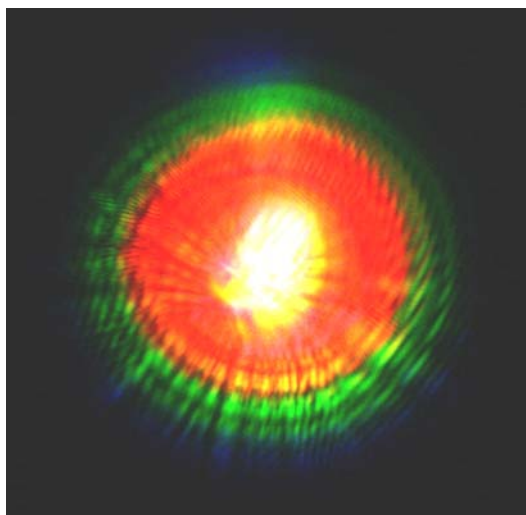
par

Grégoire MECHAIN

Thèse présentée pour l'obtention du grade de

Docteur de l'Ecole Polytechnique

Spécialité : Physique



Thèse soutenue le 17 Octobre 2005 devant la commission d'examen composée de:

André Mysyrowicz

Directeur de thèse

Jens Biegert

Rapporteur

Michel Pellet

Rapporteur

Jean-Pierre Wolf

Ludger Wöste

Roland Sauerbrey

RESUME

Ce travail de thèse a porté sur la propagation non linéaire sous forme de filament des impulsions laser femtosecondes ultra-intenses dans l'atmosphère. Nos résultats issus des expériences en laboratoire et en extérieure apportent de nombreux éléments de réponses dans le domaine.

Nous avons démontré expérimentalement qu'il était possible de maîtriser le processus de filamentation et la formation de canaux de plasma sur de longues distances. En effet, en propageant un train de deux impulsions de focales différentes décalées de manière adéquate dans le temps, un canal de plasma unique et continu sur une grande distance peut être généré en connectant plusieurs canaux de plus courte distance. Nous avons aussi mis en évidence que le contrôle de la longueur et de la localisation des filaments pouvait s'effectuer en agissant sur la dérive en fréquence de l'impulsion laser initiale pour des puissances bien supérieures à la puissance critique. On peut ainsi maximiser soit la génération d'un continuum de fréquences, soit la présence de canaux de plasma sur des distances pouvant atteindre plus de 300 m, soit la longueur d'intenses canaux de lumière. Ces canaux de lumière intenses ont été observés jusqu'à 2350 m et leur intensité est de l'ordre de $10^{12} \text{ W cm}^{-2}$. Enfin, nous avons montré que l'on pouvait organiser de manière déterministe la formation de figures multi-filamentaires en imposant des conditions initiales d'amplitude ou de phase au faisceau. Les structures organisées de filaments sont régulières, stables et reproductibles.

Les applications atmosphériques à longue portée impliquent des propagations verticales à de très hautes altitudes. Nous avons donc étudié la filamentation pour différentes pressions de l'air. Ces études expérimentales et théoriques ont permis de démontrer que la filamentation femtoseconde subsistait à des pressions correspondant à des altitudes allant jusqu'à environ 11 km.

Nous avons également poursuivi l'étude du déclenchement et du guidage de décharges haute tension à l'aide de filaments. Les expériences menées dans les installations haute tension de l'Université Technique de Berlin et du CEAT à Toulouse ont permis de mettre en évidence les mécanismes de déclenchement et de guidage de décharges haute tension sur des distances pouvant atteindre 4,50 m. Ceci constitue un record pour ce genre de décharges. Nous avons aussi démontré que malgré une pluie abondante, les canaux de plasma générés par filamentation femtoseconde subsistaient et étaient toujours capables de déclencher et de guider des décharges de haute tension. Ces résultats sont donc particulièrement prometteurs pour le déclenchement et le guidage de la foudre à l'échelle atmosphérique.

« Il est beaucoup plus intéressant de regarder où on ne va pas,
pour la bonne raison que là où on va,
il sera toujours tant d'y regarder quand on y sera. »
Devise Shadok



ル升へ
私の奥

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué au Laboratoire d'Optique Appliquée au sein de l'équipe « Interaction Laser-Matière » dans le cadre d'une allocation de recherche DGA.

Tout d'abord, je tiens à exprimer toute ma gratitude à Danièle Hulin, Philippe Balcou et Gérard Mourou, directeurs successifs du L.O.A. pour leur accueil chaleureux et pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail de thèse.

Je suis particulièrement honoré de l'intérêt que Michel Pellet et Jens Biegert ont bien voulu accorder à ce travail en acceptant d'en être les rapporteurs. De même, je voudrais remercier Jean-Pierre Wolf, Roland Sauerbrey et Ludger Wöste pour l'honneur qu'ils m'ont fait d'avoir accepté également de faire partie de mon jury. Je tiens aussi à tous vous remercier au titre des différentes collaborations que j'ai eut avec vous.

Un grand merci à André Mysyrowicz, mon directeur de thèse qui a encadré mon travail durant ces trois années. Je le remercie de m'avoir permis de connaître le monde scientifique au travers de nombreuses et fructueuses collaborations. Je tiens à t'exprimer, André, toute ma gratitude pour ta disponibilité, ton enthousiasme, ta gentillesse, tes encouragements, et pour la confiance dont tu m'as fait preuve.

Les remerciements s'adressent aussi à Arnaud Couairon du Centre de Physique Théorique de l'Ecole Polytechnique, pour nos nombreuses discussions concernant des problèmes théoriques. Il a toujours su répondre avec patience et clarté à mes questions. Les résultats numériques qu'il a obtenus à partir de son code numérique de propagation tridimensionnel ont permis d'avancer dans la compréhension de nos résultats expérimentaux. « Nous autres physicien sommes toujours à l'affût de ce qui, dans une théorie, pourrait ne pas aller. C'est la règle du jeu : ce qui est intéressant, c'est ce qui dans une théorie ne marche pas bien. » Richard Feynman.

Je tiens à présent à exprimer le plaisir que j'ai eut à évoluer dans le groupe ILM. Je voudrais en particulier remercier chaleureusement Bernard Prade et Michel Franco pour leur curiosité scientifique, pour le temps qu'ils m'ont consacré, la patience dont ils ont fait preuve pour lire et corriger mon manuscrit (en particulier les fautes d'orthographe) et, pour l'intérêt permanent qu'ils ont porté à mes travaux. Merci à Bernard avec qui j'ai eut beaucoup de plaisir à apprendre (...surtout à doucir et à polir les minéraux). J'exprime aussi toute ma gratitude aux autres membres du groupe ILM, pour leur amabilité et leur aide de

tous les instants : Yves-Bernard André (d'une efficacité redoutable et toujours partant pour faire des expériences à l'autre bout du monde), Stelios Stzortzakīs, Josselin Philip, Thomas Olivier et Ciro d'Amico.

Une grande partie de ce travail a été réalisé grâce à la collaboration Tëramobile. Je tiens à exprimer ma gratitude à tous ceux avec lesquels j'ai pu travailler : Jérôme Kasparian, Jin Yu, Roland Ackermann et Philipp Rhowetter, Estelle Salmon, Kamil Stelmaszczyk, Miguel Rodriguez, et Riad Bourayou.

Je tiens également à remercier tous les autres membres des différentes collaborations avec qui j'ai eut un très grand plaisir à travailler : au CEAT (Christian Davoise et toute son équipe J.-F. Bourillon, L. Tamin, J.-P. Cascelli, C. Campo), au New Mexico Tech (Bill Winn, Graydon, Sandy ...) et à l'AFRL (Vern Schlie), à l'Observatoire de Paris (M. Gheudin), à l'IAS (Mme Leriche), à l'Observatoire de Tautenburg (Uwe Laux et toute l'équipe technique) et l'Université de Jena (Falk Ronberger), à l'Université Technique de Berlin (Kay et Lars), à l'ETH (Jens Biegert et toute son équipe). Je souhaiterais aussi remercier tout particulièrement Jean-Pierre Berenger du CAD, Marc Depiesse et Michel Pellet de la DGA avec qui j'ai eut et j'aurais grand plaisir à travailler.

Un grand Merci à l'ensemble des membres du LOA à qui j'ai fait appel à un moment ou à un autre et qui ont toujours été d'une grande disponibilité : Guy Hamoniaux, Armino Dos Santos, Charly l'artiste de la mécanique, Dolorès Bourgeault, Catherine Sarrazin, Octavie Naudet, Sandrine Bosquet, Arnaud Chiron, Fatima Alahyane, Pierre Zaparucha, Alain Paris, Jean Etchepare, Philippe Balcou, Antoine Rouse, Georges Grillon, Stéphane Sebban, Philippe Zeitoun, Gilles Chériaux, Rodrigo Lopez-Martens, Victor Malka, Kartsen Plamann, Jean-Claude Pourny, Didier Riedinger, Jean-Philippe Rousseau, Olivier Albert, Frédéric Burgy, Pongo Wonya, Denis Douillet, Jérôme Faure, Kim Ta Phuoc, Laura Antonucci, et Davide Boschetto.

Merci à David, Amandine, Aurélie, Anne-Sophie, Grégory et Islam pour m'avoir accompagné et soutenu au cours de ces trois dernières années. Leur amitié m'a été très précieuse et ils me manquent déjà. Une pensée particulière à ma famille ; j'ai été très ému par leur présence à ma soutenance. Enfin, je voudrais remercier chaleureusement Lucile ma bien-aimée pour son soutien et sa patience.

TABLE DES MATIERES

1. <u>INTRODUCTION : ETAT DE L'ART</u>	1
2. <u>PROPAGATION D'IMPULSIONS LASER ULTRA-INTENSES DANS L'AIR :</u>	9
<u>MODELISATION ET SIMULATION NUMERIQUES</u>	
2.1 <u>INTRODUCTION</u>	11
2.2 <u>MODELE SIMPLIFIE</u>	12
2.2.1 <u><i>L'effet Kerr optique</i></u>	12
2.2.2 <u><i>Ionisation et défocalisation induite par le plasma</i></u>	13
2.2.3 <u><i>Equation simplifiée phénoménologique</i></u>	16
2.3 <u>MODELE COMPLET</u>	19
2.4 <u>RESOLUTION NUMERIQUE</u>	23
<u>ANNEXE 2.A : EFFET KERR TENSORIEL</u>	27
2.A.1 <u><i>Effet Kerr tensoriel</i></u>	27
2.A.2 <u><i>Effet Kerr retardé</i></u>	28
REFERENCES	29
3. <u>MISE EN EVIDENCE DES CANAUX DE PLASMA GENERES PAR FILAMENTATION</u>	31
<u>LASER FEMTOSECONDE : METHODES EXPERIMENTALES</u>	
3.1 <u>INTRODUCTION</u>	33
3.2 <u>DESCRIPTION DES SOURCES LASER UTILISEES</u>	35
3.2.1 <u><i>Le laser dit de la salle verte</i></u>	35
3.2.2 <u><i>Le système Teramobile</i></u>	36
3.3 <u>MESURE DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE DES CANAUX DE PLASMA</u>	39
3.3.1 <u><i>Détermination de la zone de linéarité du détecteur</i></u>	40
3.3.2 <u><i>Détermination de la densité électronique du canal de plasma</i></u>	41
3.4 <u>MESURE DE LA LUMINESCENCE DES MOLECULES D'AZOTE</u>	45

3.5	<u>EMISSION D'UN RAYONNEMENT THz PAR LES CANAUX DE PLASMA GENERES PAR FILAMENTATION FEMTOSECONDE DANS L'AIR</u>	49
3.5.1	<u>Introduction : émission dans la gamme des THz par les canaux de plasma : théories et mécanismes physiques</u>	49
3.5.2	<u>Mise en évidence de l'émission THz par les canaux de plasma au moyen d'une détection hétérodyne</u>	51
3.5.3	<u>Mise en évidence du rayonnement THz à l'aide d'un bolomètre</u>	57
3.5.4	<u>Mise en évidence du rayonnement du canal de plasma dans le domaine des ondes centimétriques</u>	60
3.6	<u>MESURE PAR IMPRESSION DIRECTE DU FAISCEAU SUR PAPIER PHOTOSENSIBLE</u>	63
3.7	<u>CONCLUSION DU CHAPITRE 3</u>	67
	REFERENCES	68
4.	<u>CONTROLE DE LA LONGUEUR DES CANAUX DE PLASMA CREES PAR DES FILAMENTS FEMTOSECONDES</u>	71
4.1	<u>INTRODUCTION</u>	73
4.2	<u>CONCATENATION DE DEUX FILAMENTS</u>	75
4.2.1	<u>Introduction</u>	75
4.2.2	<u>Procédure expérimentale</u>	75
4.2.3	<u>Mise en évidence de la concaténation de deux canaux de plasma : Résultats</u>	76
4.2.4	<u>Simulations numériques</u>	83
4.2.5	<u>Profil temporel de l'impulsion : mise en évidence du raccourcissement de l'impulsion autoguidée</u>	88
4.2.6	<u>Conclusion</u>	92
4.3	<u>PROPAGATION AUTOGUIDEE D'IMPULSIONS LASER FEMTOSECONDES MULTI TERAWATT SUR DE LONGUES DISTANCES</u>	95
4.3.1	<u>Introduction</u>	95
4.3.2	<u>Pré-compensation de la dispersion de vitesse de groupe : notion de dispersion de vitesse de groupe et concept de chirp</u>	96
4.3.3	<u>Longueur des canaux de plasma générés par des impulsions laser multi térawatt</u>	100
4.3.4	<u>Simulations numériques : Autoguidage d'impulsion laser de puissances</u>	109

<i>élevées sur de longues distances</i>	
4.4 <u>CONCLUSION DU CHAPITRE 4</u>	115
REFERENCES	116
5. <u>ORGANISATION DE FILAMENTS DANS L’AIR</u>	121
5.1 <u>INTRODUCTION</u>	123
5.2 <u>ORGANISATION DE FILAMENTS DANS L’AIR : ETUDE EXPERIMENTALE</u>	125
5.2.1 <i><u>Effet d’un masque d’amplitude</u></i>	125
5.2.2 <i><u>Effet d’un masque de phase</u></i>	128
5.3 <u>ORGANISATION DE FILAMENTS DANS L’AIR : THEORIE ET SIMULATIONS</u>	133
<u>NUMERIQUES</u>	
5.3.1 <i><u>Effet d’un masque d’amplitude</u></i>	133
5.3.2 <i><u>Effet d’un masque de phase</u></i>	137
5.4 <u>CONCLUSION DU CHAPITRE 5</u>	139
REFERENCES	140
6. <u>ETUDE DE LA PROPAGATION D’IMPULSIONS FEMTOSECONDES EN ALTITUDE</u>	143
6.1 <u>INTRODUCTION</u>	145
6.2 <u>PROPAGATION DANS L’AIR D’IMPULSIONS FEMTOSECONDES EN FONCTION DE LA</u>	147
<u>PRESSION : MODELE NUMERIQUE ET DEPENDANCE DES PARAMETRES EN</u>	
<u>FONCTION DE LA PRESSION</u>	
6.3 <u>PROPAGATION DANS L’AIR D’IMPULSIONS FEMTOSECONDES FOCALISEES EN</u>	149
<u>FONCTION DE LA PRESSION</u>	
6.3.1 <i><u>Introduction</u></i>	149
6.3.2 <i><u>Influence de la pression sur la propagation de faisceaux focalisés :</u></i>	149
<i><u>simulations numériques</u></i>	
6.3.3 <i><u>Influence de la forme du faisceau initial sur la colonne de plasma</u></i>	152
6.3.4 <i><u>Procédure expérimentale</u></i>	154
6.3.5 <i><u>Mise en évidence du canal de plasma en fonction de la pression</u></i>	156
6.4 <u>PROPAGATION D’IMPULSIONS FOCALISEES EN FONCTION DE LA PRESSION ET DE</u>	163
<u>LA NATURE DU GAZ</u>	
6.4.1 <i><u>Introduction</u></i>	163
6.4.2 <i><u>Résultats et discussion</u></i>	163

6.4.3	<u>Simulations numériques</u>	165
6.4.4	<u>Conclusion</u>	171
6.5	<u>PROPAGATION DANS L'AIR EN ALTITUDE D'IMPULSIONS FEMTOSECONDES</u>	173
6.5.1	<u>Introduction</u>	173
6.5.2	<u>Procédure expérimentale</u>	174
6.5.3	<u>Propagation autoguidée d'impulsions laser femtosecondes multitérawatt sur de longues distances à pression réduite : résultats et discussion</u>	175
6.5.4	<u>Simulations numériques</u>	181
6.6	<u>CONCLUSION DU CHAPITRE 6</u>	189
	<u>ANNEXE 6.A : PROPAGATION D'IMPULSIONS FOCALISÉES EN FONCTION DE LA PRESSION ET DE LA NATURE DU GAZ</u>	191
	<u>REFERENCES</u>	192
7.	<u>DECLENCHEMENT ET GUIDAGE DE DECHARGES HAUTES TENSIONS</u>	197
	<u>APPLICATION AU CONTROLE DE LA FOUDRE PAR FILAMENTATION LASER</u>	
7.1	<u>INTRODUCTION</u>	199
7.2	<u>DECLENCHEMENT ET GUIDAGE DE DECHARGES DE HAUTE TENSION DE POLARITE NEGATIVE</u>	203
7.2.1	<u>Introduction</u>	203
7.2.2	<u>Montage expérimental</u>	203
7.2.3	<u>Synchronisation laser onde de tension</u>	205
7.2.4	<u>Caractérisation du faisceau de canaux de plasma généré</u>	206
7.2.5	<u>Etude de l'influence de canaux de plasma sur une décharge négative de 2.3 m de long</u>	208
7.2.6	<u>Etude de l'influence de canaux de plasma sur une décharge négative de 3.4 m de long</u>	217
7.2.7	<u>Déclenchement et guidage d'une décharge négative de 4.5 m de long par les filaments</u>	219
7.2.8	<u>Conclusion</u>	221
7.3	<u>DECLENCHEMENT ET GUIDAGE DE DECHARGES DE HAUTE TENSION DANS DES CONDITIONS DE PLUIE</u>	223
7.3.1	<u>Introduction et procédure expérimentale</u>	223
7.3.2	<u>Influence de la pluie sur les décharges spontanées</u>	225

7.3.3	<i><u>Influence de la pluie sur le déclenchement et le guidage des décharges</u></i>	226
7.3.4	<i><u>Influence de l'énergie laser sur le déclenchement des décharges</u></i>	228
7.3.5	<i><u>Conclusion</u></i>	228
7.4	<u>CONCLUSION ET PERSPECTIVES : EXPERIENCES DE DECLenchement DE LA</u>	229
	<u>FOUDRE</u>	
	REFERENCES	230
8.	<u>CONCLUSION GENERALE</u>	233

CHAPITRE 1 : INTRODUCTION : ETAT DE L'ART

Lors de la propagation dans l'air d'une impulsion laser ultra brève, on s'attend à ce que l'intensité du laser diminue rapidement avec la distance pour deux raisons. En effet, la diffraction naturelle élargit la taille du faisceau, et la dispersion de vitesse de groupe de l'air élargit sa durée. A titre d'exemple, une impulsion laser ($\lambda_0 = 800$ nm, $\tau_p = 30$ fs, diamètre 3 mm, énergie d'impulsion 4 mJ, intensité $\sim 10^{12}$ W cm⁻²) devrait voir son intensité chuter de près d'un facteur 10^4 après 1 kilomètre de propagation dans l'atmosphère. Cependant, les mesures effectuées montrent que ces suppositions sont fausses. Au lieu de diminuer, l'intensité crête du laser augmente jusqu'à une valeur voisine de 10^{13} W cm⁻². Avec des impulsions très courtes, on ne peut plus raisonner en termes de propagation linéaire. Même si l'énergie de l'impulsion est modeste, son intensité crête est telle que les non linéarités de l'air deviennent importantes. Deux effets non linéaires jouent un rôle prépondérant : L'effet Kerr optique qui modifie l'indice du milieu, conduisant à une autofocalisation du faisceau sur lui-même, et l'ionisation multiphotonique qui entre en jeu lorsque l'intensité du laser devient suffisamment élevée, empêchant l'effondrement du faisceau sur lui-même en le défocalisant. La compétition dynamique entre effet Kerr optique et ionisation multiphotonique donne lieu à ce qu'il est devenu coutume d'appeler un filament. Le processus de filamentation, outre la contraction du faisceau qui persiste sur de grandes distances, conduit à un élargissement considérable du spectre du laser [1.1-1.4], à un raccourcissement de la durée de l'impulsion [1.5], et à la création de canaux discontinus de plasma [1.6, 1.7]. Ceci ouvre des perspectives intéressantes pour de nombreuses applications atmosphériques [1.8].

La propagation des impulsions femtosecondes a été beaucoup étudiée en laboratoire au cours des six dernières années. Ses caractéristiques sont bien connues pour des puissances laser voisines du seuil de filamentation ($P \sim P_{cr}$, $P_{cr} \approx 3.2$ GW pour l'air à la pression atmosphérique et une longueur d'onde centrale de 800 nm). La taille du filament est de l'ordre de 100 μ m de diamètre et l'intensité dans le filament est 4×10^{13} W cm⁻² [1.9]. La densité électronique du plasma créé peut atteindre 10^{16} cm⁻³ et s'étend typiquement sur des canaux de 1 à 2 m. Ces caractéristiques sont en bon accord avec des simulations numériques basées sur la résolution de l'équation de Schrödinger non linéaire décrivant l'enveloppe du champ laser [1.10-1.13].

Cependant, la propagation d'impulsions femtosecondes pour des puissances laser bien supérieures à la puissance critique ($P \gg P_{cr}$) est beaucoup moins bien comprise. Il a été montré par différents groupes que le faisceau se structure en plusieurs sous pupilles donnant naissance à une filamentation multiple [1.11-1.13]. Chaque filament possède les mêmes caractéristiques et contient la même énergie qu'un filament unique. Lorsque la puissance d'un filament individuel passe en dessous de P_{cr} , celui-ci diffracte et restitue la majeure partie de son énergie à un réservoir commun d'énergie laser entourant tous les filaments. Il en résulte au cours de la distance de propagation un nombre décroissant de filaments jusqu'à ce que la puissance totale pour la filamentation soit épuisée.

L'étude de la propagation d'impulsions laser femtosecondes de puissances très élevées sur de très grandes distances peut aboutir à de nombreuses applications. Le continuum de lumière blanche généré lors de la propagation autoguidée peut être utilisé pour la détection de polluants dans l'atmosphère (LIDAR) [1.1-1.4], ou pour la contre-mesure (applications militaires). La création de canaux de plasma permet de déclencher et de guider des décharges haute tension et pourrait servir à contrôler la foudre [1.14-1.17]. Enfin, les fortes intensités locales peuvent être utilisées pour l'identification de cibles à distance par spectroscopie d'émission d'un plasma créé par ablation laser (« LIPS » : Laser-Induced Plasma Spectroscopy) [1.18].

Les applications envisagées à longue portée suscitent encore un grand nombre de questions :

- Quelle est la longueur sur laquelle ces filaments peuvent se propager et peut-on la maximiser ?
- Peut-on éviter ou contrôler la multi-filamentation sur des distances de propagation de plusieurs kilomètres ?
- Sur quelle distance ces filaments ionisent-ils l'air ?
- Comment peut-on contrôler le début de la filamentation et l'amener à une distance prescrite ?
- Les filaments et les canaux de plasma subsistent-ils en altitude ?
- Quels sont les effets de la turbulence atmosphérique et en général les effets des conditions atmosphériques sur la filamentation ?
- Quel est le comportement de la propagation des impulsions femtosecondes de puissances élevées dans d'autres milieux que l'atmosphère (différents gaz, solides, liquides : expériences en laboratoire) ?
- Est-il possible de contrôler et de guider la foudre avec des filaments ?

Durant le cadre de ma thèse nous avons cherché à répondre à quelques unes de ces questions. De telles expériences nécessitent de caractériser la propagation des impulsions ultra-brèves et de puissances élevées à l'échelle du kilomètre et donc des expériences sur le terrain. Dans ce but, un système laser térawatt mobile a été construit et est opérationnel depuis 4 ans. Cet outil exceptionnel est le fruit d'une collaboration franco-allemande entre le CNRS et son homologue allemand la DFG, réunissant 4 laboratoires : le LOA¹ (Palaiseau, France), le LASIM² (Lyon, France), le IOQ³ (Jena, Allemagne) et le IE⁴ (Berlin, Allemagne). Grâce à sa mobilité, le système Teramobile autorise, de par sa puissance, des expériences en extérieur à grande échelle. Un tel système nous a permis d'effectuer des campagnes d'expériences sur différents sites d'intérêt particulier comme le campus de l'école Polytechnique pour des propagations horizontales allant jusqu'à 2350 mètres, un observatoire astronomique pour des propagations verticales dans l'atmosphère ou une installation haute tension pour étudier le déclenchement et le guidage de décharges sur de grandes distances, ou encore au sommet d'une montagne à 3200 m d'altitude au Nouveau Mexique dans des conditions de pression réduite et sous la pluie. En parallèle à ces expériences nécessitant une chaîne térawatt comme le Teramobile, des expériences de laboratoire utilisant des lasers de puissances plus modérées (quelques mJ) ont été effectuées au LOA. Ces expériences nous ont permis non seulement de préparer les campagnes de mesures à grande échelle mais aussi de comprendre d'une manière plus fondamentale la propagation des impulsions autoguidées sous forme de filaments.

Le chapitre 2 sera consacré à l'introduction des différents phénomènes physiques qui permettent de décrire la dynamique de la propagation des impulsions ultra-brèves et intenses sous forme de filament. Nous expliciterons alors l'équation de propagation de Schrödinger non linéaire à laquelle obéit le champ électrique et nous présenterons la méthode de résolution numérique de l'équation. Les différents dispositifs expérimentaux permettant de mettre en évidence et de caractériser les canaux de plasma ainsi que les sources lasers utilisées au cours de ma thèse seront présentés dans le chapitre 3.

Pour de nombreuses applications, la compréhension et le contrôle de la filamentation à longue distance est crucial. Un des aspects les plus importants concerne la longueur maximum sur laquelle les canaux de plasma subsistent. Jusqu'à présent, la filamentation a été étudiée

¹ Laboratoire d'Optique Appliquée, CNRS UMR 7639, ENSTA-Ecole Polytechnique, F-91761 Palaiseau

² Laboratoire de spectrométrie ionique et moléculaire, CNRS UMR 5579, Université Lyon I, 69622, Villeurbanne

³ Institut für Optik und Quantenelektronik, 7743 Jena, Germany

⁴ Institut für Experimentalphysik, Freie Universität Berlin, Arnimallee 14, D-14195 Berlin, Germany

dans le cas d'une seule impulsion laser. Nous avons étendu l'étude au cas où l'on envoie successivement deux impulsions dans l'air. En propageant successivement deux impulsions issues du même laser, mais focalisées à l'aide de lentilles différentes, nous montrerons dans le chapitre 4 qu'il est possible de créer deux filaments séparés spatialement. Nous montrerons qu'il est alors possible de les connecter en utilisant une chronologie particulière entre les deux impulsions. Cette étude nous a aussi permis de mettre en évidence pour la première fois un raccourcissement considérable de l'impulsion autoguidée au cours de sa propagation. Nous nous intéresserons ensuite au cas où la puissance est bien supérieure à la puissance critique et où la filamentation devient multiple. Il a été montré que pour des expériences de propagation horizontale, la longueur de filamentation dépasse plusieurs centaines de mètres [1.15, 1.19]. En propagation verticale, les auteurs suggèrent même une propagation autoguidée sur plusieurs kilomètres [1.1, 1.17]. Nous étudierons la propagation d'impulsions laser multitérawatt sur des distances horizontales dépassant les 500 mètres. Ces expériences ont été effectuées en utilisant le système TéraMobile. Nous étudierons en fonction de la distance de propagation et pour différentes dérivées de fréquence (« chirp ») initiales la distribution en intensité du faisceau propagé et la présence d'ionisation. Ainsi, en agissant sur le chirp initial de l'impulsion laser nous montrerons que l'on peut maximiser soit la génération de continuum, soit la présence de canaux de plasma à des distances données, soit la longueur d'intenses canaux de lumières. Ces résultats seront comparés avec des simulations numériques effectuées avec le code de propagation 3D+1 avec les conditions laser expérimentales.

Nous montrerons ensuite dans le chapitre 5 qu'il est possible d'organiser la multi-filamentation dans l'air en imposant des conditions initiales d'amplitude et de phase au faisceau. Les expériences montrent qu'il est alors possible d'obtenir des structures régulières de filaments. Les effets obtenus avec un masque d'amplitude en forme de trèfle seront étudiés. Les figures de multi-filamentation obtenues sont très stables et reproductibles. Une distorsion de phase, par exemple l'astigmatisme, permettra également d'obtenir les mêmes effets, avec l'avantage de minimiser les pertes en énergie.

Les applications atmosphériques impliquent aussi des propagations verticales à de très hautes altitudes. Il devient alors impératif d'étudier la filamentation pour différentes pressions de l'air. Nous avons réalisé un montage expérimental permettant une telle étude en laboratoire. Le but du chapitre 6 sera de présenter une étude expérimentale et théorique sur les filaments femtosecondes se propageant dans l'air à pression réduite, de 0.1 à 1 bar correspondant à des

altitudes allant jusqu'à 11 km. Nous présenterons une caractérisation expérimentale de la filamentation lors d'une propagation horizontale sur plusieurs centaines de mètres à pression réduite (altitude $z = 3250$ m). Nous montrerons que le processus de filamentation est peu affecté par la réduction de pression et que son comportement est similaire à celui observé à pression atmosphérique standard.

Comme les impulsions ultra-brèves et de fortes puissances ionisent l'air au cours de leur propagation, les filaments sont des conducteurs électriques. Ces filaments sont donc des fils virtuels qui peuvent être utilisés pour guider et déclencher la foudre. Dans le chapitre 7, nous décrirons comment les processus de développement d'une décharge négative interagissent en présence du laser lors du processus de déclenchement et de guidage. En effet, l'ionisation de l'air dans le filament autoguidé pourrait fournir un canal conducteur pour contrôler la foudre. Nous étudierons l'effet du laser sur l'évolution de la décharge et plus particulièrement sur la propagation de la charge d'espace pour des distances entre les électrodes variant entre 2.3 et 4.5 mètres. De plus, si l'on souhaite se rapprocher des conditions réelles de déclenchement de la foudre sous un orage, les nuages comme la pluie constituent un obstacle à la propagation du laser. Dans ce but, nous étudierons le déclenchement de décharges électriques sous la pluie sur une distance de l'ordre du mètre. Au vu de ces résultats prometteurs, une première campagne de déclenchement de la foudre a été effectuée au Langmuir Laboratory situé à une altitude de 3200 mètres au Nouveau Mexique. Elle a permis de tester l'influence de l'altitude sur les équipements du Teramobile et de prendre la mesure des problèmes.

REFERENCES

- [1.1] L. Wöste, C. Wedekind, H. Wille, P. Rairoux, B. Stein, S. Nikolov, Ch. Werner, St. Niedermeier, F. Ronneberger, H. Schillinger, R. Sauerbrey, *Laser Optoelektron.* 29 (1997) 51.
- [1.2] P. Rairoux, H. Schillinger, S. Neirdeimer, M. Rodriguez, F. Ronneberger, R. Sauerbrey, B. Stein, D. Waite, C. Wedekind, H. Wille, L. Wöste, C. Zeiner, *Appl. Phys. B* 71, 573 (2000).
- [1.3] J. Yu et al., *Opt. Lett.* 26 (2001) 533.
- [1.4] G. Méjean, J. Kasparian, J. Yu, S. Frey, E. Salmon and J.-P. Wolf, *Appl. Phys. B* 78 (2004) 535.
- [1.5] C.P. Hauri, W. Kornelis, F.W. Helbing, A. Heinrich, A. Couairon, A. Mysyrowicz, J. Biegert and U. Keller, *Appl. Phys. B* 79, n°6 (2004), 673-677.
- [1.6] A. Braun, G. Korn, X. Liu, D. Du, J. Squier, and G. Mourou, *Optics Letters* 20 (1995) 73.
- [1.7] E.T.J. Nibbering, P.F. Curley, G. Grillon, B. S. Prade, M. A. Franco, F. Salin and A. Mysyrowicz, *Optics Letters* 21 (1996) 62.
- [1.8] J. Kasparian, M. Rodriguez, G. Méjean, J. Yu, E. Salmon, H. Wille, R. Bourayou, S. Frey, Y.-B. André, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J.-P. Wolf and L. Wöste, *Science* 301 (2003) 61.
- [1.9] H. R. Lange, A. Chiron, J.-F. Ripoche, A. Mysyrowicz, P. Breger, P. Agostini, *Phys. Rev. Lett.* **81**, N°8 1611-1613 (1998).
- [1.10] O. G. Kosareva, V. P. Kandidov, A. Brodeur, C. Y. Chien and S. L. Chin, *Opt. Lett.* 22 (1997) 1332.
- [1.11] V.I. Bespalov, and V.I. Talanov, *JETP Lett.* 3, (1966) 307.
- [1.12] G. Fibich and B. Ilan, *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002), 013901. *Ibid. Physica D* 157, (2001) 112.
- [1.13] M. Mlejnek, M. Kolesik, E. M. Wright, and J.V. Moloney, 1999, *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999), 2938.
- [1.14] Zhao, X. M., J.-C. Diels, C. Y. Wang et J. M. Elizondo, *IEEE Journal of Quantum Electronics* 31 (1995) 599.
- [1.15] La Fontaine, B., F. Vidal, Z. Jiang, C. Y. Chien, D. Comtois, A. Desparois, T. W. Johnson, J.-C. Kieffer et H. Pépin, *Phys. plasmas* 6 (1999) 1615.

-
- [1.16] D. Comptois et al. IEEE Transaction on Plasmas Science 31 (2003) 377.
- [1.17] Miguel Rodriguez, Riad Bourayou, Guillaume Méjean, Jérôme Kasparian, Jin Yu, Estelle Salmon, Alexander Scholz, Bringfried Stecklum, Jochen Eislöffel, Uwe Laux, Artie P. Hatzes, Roland Sauerbrey, Ludger Wöste, and Jean-Pierre Wolf, PRE 69, 036607 (2004).
- [1.18] Ph. Rohwetter, J. Yu, G. Méjean, K. Stelmaszczyk, E. Salmon, J. Kasparian, J.-P. Wolf and L. Wöste, J. Anal. At. Spectrom. 19 (2004) 437.
- [1.19] G. Méchain, A. Couairon, Y.-B. André, C. D'Amico, M. Franco, B. Prade, S. Tzortzakis, A. Mysyrowicz and R. Sauerbrey, Appl. Phys. B 79 (2004) 379.

CHAPITRE 2 :

PROPAGATION D'IMPULSIONS LASER ULTRA INTENSES DANS L'AIR :

MODELISATION ET SIMULATION NUMERIQUE

2. PROPAGATION D'IMPULSIONS LASER ULTRA INTENSES DANS L'AIR : MODELISATION ET SIMULATION NUMERIQUE

2.1 INTRODUCTION

La propagation dans l'air d'un faisceau laser intense dans le domaine femtoseconde conduit à des modifications spatiales et temporelles importantes du faisceau initial : filamentation, raccourcissement de la durée, dédoublement temporel de l'impulsion, et élargissement spectral.

La modélisation d'une telle propagation est obtenue en introduisant dans l'équation d'onde en régime linéaire des termes supplémentaires qui décrivent l'interaction non linéaire de l'onde et du milieu.

Dans une première partie, nous présenterons un modèle simplifié qui ne prend en compte que les effets de diffraction, la focalisation due à l'effet Kerr optique et une défocalisation provoquée par l'ionisation du milieu. Dans une seconde partie, le modèle précédent sera complété par d'autres effets afin de reproduire de manière plus précise la dynamique de la filamentation, en particulier dans les domaines spectral et temporel. Nous expliciterons alors l'équation de propagation à laquelle obéit le champ électrique. Finalement, nous présenterons la méthode de résolution numérique de cette équation dans le cas axisymétrique (code 2D+1) et dans le cas général (code 3D+1).

2.2

MODELE SIMPLIFIE

Considérons un faisceau laser femtoseconde de fréquence centrale ω_0 , polarisé linéairement et se propageant vers les z positifs dans un milieu d'indice n_0 (à la fréquence ω_0). Dans le cadre de l'approximation de l'enveloppe lentement variable, la composante du champ électrique \mathbf{E} associée à un tel faisceau peut s'écrire :

$$\mathbf{E} = \mathcal{R}_e \left[\mathfrak{E}(x, y, z, t) e^{ik_0 z - i\omega_0 t} \right] \cdot \mathbf{u}_x \quad (2.1)$$

où $k_0 = n_0 \omega_0 / c$ et ω_0 sont respectivement le nombre d'onde et la pulsation de l'onde porteuse, et \mathfrak{E} est l'enveloppe supposée lentement variable en z et t qui obéit à l'équation d'évolution :

$$\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial z} = \frac{i}{2k} \Delta_{\perp} \mathfrak{E} - i \frac{k''}{2} \frac{\partial^2 \mathfrak{E}}{\partial t^2} \quad (2.2)$$

où $k'' = \partial^2 k / \partial \omega^2 \big|_{\omega=\omega_0}$ est la dispersion de vitesse de groupe. Le premier terme du membre de droite décrit la diffraction du faisceau et le second terme est responsable de l'élargissement temporel de l'impulsion lors de sa propagation dans le milieu.

2.2.1 L'effet Kerr optique

Un des effets les plus spectaculaires intervenant lors de la propagation d'impulsions laser ultra brèves et intenses dans les milieux transparents est l'effet d'autofocalisation. Cet effet est lié à la réponse non linéaire du troisième ordre du milieu dans lequel l'onde se propage. L'auto-focalisation peut être vu comme un effet de lentille induite par l'effet Kerr optique. Il est modélisé par une modification de l'indice de réfraction du milieu proportionnelle à l'intensité de l'onde qui s'y propage :

$$n = n_0 + n_2 |\mathfrak{E}(\mathbf{r}, t)|^2 \quad (2.3)$$

où n_2 est un coefficient traduisant l'intensité de l'effet. Pour l'air à la pression atmosphérique et à 800 nm, $n_2 = 3.2 \times 10^{-19} \text{ cm}^2 \text{ W}^{-1}$. Un faisceau suffisamment intense qui traverse un milieu Kerr induit donc une déformation du front d'onde, qui tend à le comprimer radialement. Comme le profil en intensité d'un faisceau laser est en général gaussien, l'indice de réfraction est en effet plus important au centre du faisceau que sur les bords. Cela induit un gradient d'indice radial agissant comme une lentille cumulative (lentille à effet Kerr) dont la focale dépend de l'intensité (voir figure 3.1). Cet effet d'autofocalisation est capable de

prévaloir sur la diffraction du faisceau lorsque la puissance du faisceau dépasse une certaine puissance critique $P_c \equiv \lambda_0^2 / 2\pi m_0 n_2 = 3.2 \text{ GW}$ (à 800 nm dans l'air et à 1 atm). Pour $P \geq P_{cr}$, la propagation se termine en principe en un « collapse » (effondrement) du faisceau à une distance z_c où l'intensité devient infinie en l'absence de phénomène de saturation dans le modèle. Pour une onde incidente gaussienne de paramètre de Rayleigh Z_R , on a :

$$z_c = \frac{Z_R}{\sqrt{P/P_c - 1}} \quad (2.4)$$

La figure 2.1 montre l'effet de lentille convergente cumulative dû à l'effet Kerr optique.

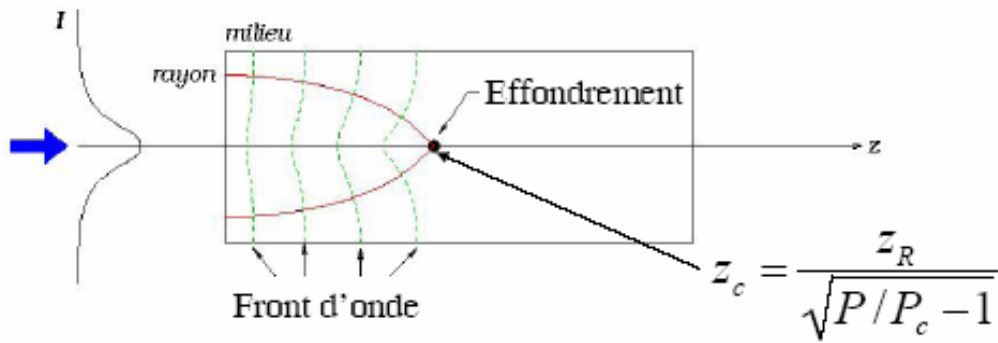


Figure 2.1 : Principe de la lentille à effet Kerr et effondrement catastrophique. z_c représente le foyer non-linéaire, P_c la puissance critique et z_R la distance de Rayleigh.

2.2.2 Ionisation et défocalisation induite par le plasma

Pour une puissance supérieure à la puissance critique, le faisceau s'autofocalise, son intensité augmente au cours de la propagation mais n'atteint jamais des valeurs infinies en réalité. Lorsque l'intensité de l'impulsion laser atteint des valeurs de l'ordre de 10^{13} - $10^{14} \text{ W cm}^{-2}$, des processus non linéaires d'ordres supérieurs tels que l'absorption multiphotonique interviennent. Un plasma de densité électronique ρ est alors créé par ionisation de l'air ; il en résulte une diminution de l'indice de réfraction donnée par :

$$\Delta n = -\frac{\rho}{2\rho_c} \quad \text{avec} \quad \rho_c = \frac{\epsilon_0 m_e}{e^2} \omega_0^2 \quad (2.5)$$

où ρ_c est la densité critique ($\rho_c = 1.8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$), au delà de laquelle le plasma devient opaque au laser de pulsation ω_0 , ϵ_0 la permittivité du vide, m_e la masse de l'électron, et e sa charge. Pour les intensités que nous considérons, la densité électronique ne dépassera jamais quelques pourcents de la densité d'atomes neutres initiale et sera donc toujours bien en

dessous de la densité critique de plasma à la fréquence du laser ω_0 associée à la longueur d'onde λ_0 . La densité électronique plus importante dans la partie centrale du faisceau crée dans la direction transverse un gradient d'indice négatif. Le plasma peut être vu comme une lentille divergente qui tend à défocaliser le faisceau laser évitant ainsi l'effondrement du faisceau sur lui-même. La densité du plasma ρ est gouvernée par l'équation d'évolution :

$$\frac{\partial \rho(x, y, z, t)}{\partial t} = W(I)(\rho_{at} - \rho(x, y, z, t)) \quad (2.6)$$

où $W(I)$ est le taux d'ionisation, et ρ_{at} la densité d'atomes neutres.

Keldysh [2.9] et Perelomov et *al.* [2.10] donnent une formulation générale du taux d'ionisation en fonction de l'intensité, valide pour les champs faibles (régime multiphotonique), comme pour les champs forts (régime tunnel). Le taux d'ionisation multiphotonique total d'après la formulation de Keldysh est représenté en trait continu pour l'oxygène et en point-tiret pour l'azote (voir figure 2.2). Le paramètre de Keldysh $\gamma_n \equiv (U_n/2U)^{1/2}$ défini par le rapport entre le potentiel d'ionisation de l'atome et l'énergie d'oscillation d'un électron libre dans le champ laser $U = e^2 E^2 / 4m\omega_0^2$, détermine si l'ionisation se produit en régime multiphotonique ($\gamma_n \gg 1$), ou en régime tunnel ($\gamma_n \ll 1$).

Pour un laser dont la longueur d'onde centrale est $\lambda_0 = 800\text{nm}$, le régime multiphotonique pour O_2 et N_2 est dominant pour des intensités modérées ($\gamma \leq 1$ pour $I \leq 10^{14} \text{ W cm}^{-2}$). Dans ce cas, la formulation générale de Keldysh se simplifie et se ramène au modèle d'ionisation multiphotonique où les taux d'ionisation sont définis comme $W_n = \sigma_n I^{K_n}$, où $K_n \equiv \text{mod}(U_n/\hbar\omega_0 + 1)$ est le nombre minimum de photons nécessaire pour ioniser un niveau n d'énergie U_n . Ainsi, pour l'oxygène $K = 8$ et pour l'azote $K = 11$, et d'après la théorie de Keldysh nous pouvons estimer le coefficient pour l'oxygène $\sigma_{\text{O}_2} = 3.7 \times 10^{-96} \text{ cm}^{16} \text{ W}^{-8}$ et pour l'azote $\sigma_{\text{N}_2} = 3.7 \times 10^{-96} \text{ cm}^{16} \text{ W}^{-8}$. Le régime tunnel est dominant pour des intensités supérieures à $10^{14} \text{ W cm}^{-2}$ et n'est pas atteint par filamentation dans les gaz. Le taux d'ionisation multiphotonique en fonction de l'intensité laser est représenté en tirets dans la figure 2.2.

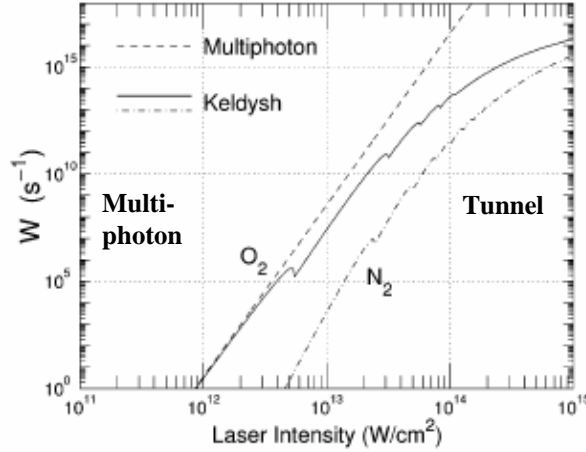


Figure 2.2 : Représentation du taux d'ionisation Keldysh en fonction de l'intensité laser pour l'oxygène (trait continu), et pour l'azote (point-tiret). Le taux d'ionisation multiphonique pour l'oxygène est représenté en tiret.

La densité électronique est de la forme :

$$\rho = \rho_{at} - \rho_{O_2} - \rho_{N_2} \quad (2.7)$$

où ρ_{O_2} et ρ_{N_2} représentent respectivement la densité d'oxygène et d'azote et sont reliées par la densité totale atomique $\rho_0 \equiv \rho_{at}$. Le gaz avant interaction avec l'impulsion est considéré comme étant neutre avec une densité initiale atomique $\rho_0(t \rightarrow -\infty) = 2.7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ avec $\rho_{O_2}(t \rightarrow -\infty) = 0.2 \rho_{at}$ et $\rho_{N_2}(t \rightarrow -\infty) = 0.8 \rho_{at}$. Lors de l'interaction avec l'impulsion laser, les densités de charge obéissent aux équations suivantes :

$$\frac{\partial \rho_{N_2}}{\partial t} = -W_{N_2}(I) \rho_{N_2}, \quad \frac{\partial \rho_{O_2}}{\partial t} = -W_{O_2}(I) \rho_{O_2} \quad (2.8)$$

où W_{N_2} et W_{O_2} sont les taux d'ionisation respectifs de l'azote et de l'oxygène dépendant de l'intensité laser I . Pour des impulsions brèves à de telles intensités, lorsque l'ionisation des deux espèces est prise en compte comme dans la réf. [2.8], le rapport des molécules d'azote ionisées aux molécules d'oxygène ionisées est inférieur à 1 %. Il est donc en général légitime de ne prendre en compte que l'ionisation de l'oxygène et de considérer la densité électronique initiale comme étant $\rho_{at} = 0.2 \rho_{air}$, puisque l'on néglige l'ionisation de l'azote. L'équation d'évolution de la densité électronique peut alors être simplifiée et mise sous la forme :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = W(I)(\rho_{at} - \rho) \quad (2.9)$$

2.2.3 Equation simplifiée phénoménologique

Lors de la propagation d'une impulsion laser ultra-brève et intense, de nombreux effets non linéaires contribuent à modifier la dynamique de l'impulsion. Ces non linéarités sont induites par les intensités très élevées que nous considérons et se répercutent de manière significative sur la propagation de l'impulsion. Les effets non linéaires tels que l'effet Kerr ou l'ionisation multiphotonique ont été décrits précédemment mais de manière indépendante. Ainsi, si la puissance du faisceau laser dépasse la puissance critique d'autofocalisation, celui-ci tend à s'effondrer sur lui-même, après quoi une compétition entre l'effet Kerr, la diffraction, l'absorption multiphotonique et la défocalisation causée par la formation du plasma s'établit et mène à une propagation du faisceau laser sous la forme d'un filament créant dans son sillage un canal de plasma. Cette propagation du faisceau laser est dite autoguidée bien que ce terme ne se réfère pas à un guide ou un antiguide non linéaire dans le plan de diffraction transverse.

Deux équations couplées décrivent l'évolution de l'enveloppe du champ électrique et de la densité d'électrons. On suppose que l'enveloppe du champ scalaire $\mathfrak{E}(x, y, z, t)$ varie lentement avec le temps. Elle évolue en fonction de la variable de propagation z selon l'équation d'enveloppe simplifiée :

$$\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial z} = \frac{i}{2k} \Delta_{\perp} \mathfrak{E} - i \frac{k''}{2} \frac{\partial^2 \mathfrak{E}}{\partial t^2} + i k_0 \left(n_2 I - \frac{\rho}{2\rho_c} \right) \mathfrak{E} \quad (2.10)$$

et l'évolution de la densité électronique du plasma suit l'équation :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \sigma I^K (\rho_{at} - \rho) \quad (2.11)$$

Ces équations permettent de mettre en évidence les principaux effets non linéaires mis en jeux dans la propagation d'impulsions femtosecondes ultra-intenses sous forme de filaments avec génération d'un canal de plasma. Elles tiennent compte des effets linéaires comme la diffraction et la dispersion de vitesse de groupe, mais aussi des effets non linéaires comme l'autofocalisation par effet Kerr et la défocalisation par le plasma généré par ionisation multiphotonique des molécules d'air. La résolution du système des deux équations couplées (2.10) et (2.11) reproduit bien le régime d'autoguidage. Toutefois, le calcul montre que au cours de la propagation l'impulsion a tendance à donner naissance à des structures temporelles très brèves remettant en cause la validité de l'approximation de l'enveloppe

lentement variable. Dans ce qui suit, nous décrirons une équation de propagation permettant de s'affranchir de cette approximation.

2.3 MODELE COMPLET

Le but de cette partie est de présenter à présent une modélisation plus complète de la propagation dans l'atmosphère d'une impulsion ultra brève et de puissance élevée. Par rapport aux équations précédentes, nous nous plaçons toujours dans le cadre de l'approximation paraxiale, mais sans faire l'hypothèse d'une enveloppe temporelle lentement variable. Nous utilisons également une description plus précise des phénomènes physiques mis en jeu. Les différents effets pris en compte sont :

- la dispersion : cet effet, limité à l'ordre 2 (dispersion de vitesse de groupe) précédemment est à présent calculé à tous les ordres.
- l'effet Kerr optique : nous prenons en compte l'auto-raïdissement des fronts, ainsi que la réponse retardée propre aux molécules diatomiques telles que O₂ et N₂. Un modèle tensoriel sera décrit en annexe et permettra de traiter les effets de polarisation croisée.
- l'effet du plasma : outre les effets d'indice, les effets d'absorption sont maintenant pris en compte : atténuation de l'onde optique par création d'électrons et absorption du plasma due aux collisions électroniques.
- modélisation de l'ionisation : le modèle Keldysh qui s'applique aux gaz monoatomiques a été reformulé par Mishima pour les molécules diatomiques en introduisant un facteur correctif. Enfin, on tient également compte de la multiplication des électrons par avalanche.

L'équation qui prend en compte tous ces effets est une équation de Schrödinger non linéaire étendue (NLS). Le code numérique permet de résoudre numériquement l'équation NLS dans l'approximation paraxiale¹ et décrit le comportement de l'enveloppe lentement variable du champ électrique d'une impulsion laser polarisée rectilignement se propageant le long de l'axe z :

$$\hat{U} \frac{\partial \hat{\mathcal{E}}}{\partial z} = \frac{i}{2k} \Delta_{\perp} \hat{\mathcal{E}} + i \frac{k}{2} \left(\frac{n^2 \omega^2}{k^2 c^2} - \hat{U}^2 \right) \hat{\mathcal{E}} + \hat{N}(\hat{\mathcal{E}}) \quad (2.12)$$

¹ On suppose que $\left| \partial^2 \hat{\mathcal{E}} / \partial z^2 \right| \ll k_0 \left| \partial \hat{\mathcal{E}} / \partial z \right|$ et $k_{\perp} \ll k_0$. On néglige le terme de deuxième ordre, on ne prend donc pas en compte les effets qui conduisent à une rétropropagation de l'onde.

où $\hat{\mathfrak{E}}$ représente la transformée de Fourier temporelle de l'enveloppe du champ électrique, l'opérateur $\hat{U}(\omega) \equiv 1 + (\omega - \omega_0)/kv_g$, $v_g \equiv \partial\omega/\partial k|_{\omega_0}$ désigne la vitesse de groupe, et $\hat{N}(\mathfrak{E})$ désigne la transformée de Fourier temporelle des effets non linéaires. L'équation 2.12 tient compte de la diffraction dans le plan transverse, de la dispersion de vitesse de groupe avec inclusion de la dispersion aux ordres élevés exactement calculée au moyen de la relation de dispersion de Sellmeier pour l'indice de réfraction $n(\omega)$ de l'air. L'opérateur \hat{U} devant $\partial/\partial z$ dans l'équation 2.12 rend compte de la focalisation spatio-temporelle [2.12, 2.13]. Un développement en série pour des petites valeurs de $\omega - \omega_0$ donne :

$$\hat{U}^{-1} \left(\frac{n^2 \omega^2}{k^2 c^2} - \hat{U}^2 \right) \cong \frac{k''}{k} (\omega - \omega_0)^2 + \frac{k'''}{3k} (\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (2.13)$$

et mène aux coefficients dispersifs du deuxième et du troisième ordre $k'' = \partial^2 k / \partial \omega^2|_{\omega=\omega_0} = 0.2 \text{ fs}^2 \text{ cm}^{-1}$ et $k''' = \partial^3 k / \partial \omega^3|_{\omega=\omega_0} = 0.1 \text{ fs}^3 \text{ cm}^{-1}$ pour l'air à 800 nm. L'équation 2.12 peut être alors écrite dans le domaine temporel en employant le temps retardé $\tau \equiv t - z/v_g$ et en négligeant les termes dispersifs d'ordre élevé :

$$\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial z} = \left[\frac{i}{2k} U^{-1} \Delta_{\perp} - i \frac{k''}{2} \frac{\partial^2 \mathfrak{E}}{\partial \tau^2} + \frac{k'''}{6} \frac{\partial^3 \mathfrak{E}}{\partial \tau^3} \right] \mathfrak{E} + U^{-1} N(\mathfrak{E}) \quad (2.14)$$

où $U \equiv (1 + i/kv_g \partial/\partial \tau)$ et les effets non linéaires incluent l'effet Kerr optique avec un terme non local correspondant à la réponse retardée (dite Raman-Kerr) [2.14, 2.15], l'auto-raïdissement de l'impulsion, l'absorption plasma, la défocalisation plasma et l'absorption multiphotonique :

$$\begin{aligned} N(\mathfrak{E}) = & \underbrace{ik_0 n_2 T^2 \left[(1 - f_R) |\mathfrak{E}(\tau)|^2 + f_R \int_{-\infty}^{\tau} d\tau' \mathcal{R}(\tau' - \tau) |\mathfrak{E}(\tau')|^2 \right]}_{(i)} \mathfrak{E}(\tau) \\ & - \underbrace{\frac{\sigma}{2} (1 + i\omega_0 \tau_c) \rho \mathfrak{E}(\tau)}_{(ii)} \\ & - \underbrace{T \frac{\beta_K}{2} \left(1 - \frac{\rho}{\rho_{at}} \right) |\mathfrak{E}(\tau)|^{2K-2} \mathfrak{E}(\tau)}_{(iii)} \end{aligned} \quad (2.15)$$

L'opérateur $T \equiv I + i/\omega_0 \partial/\partial \tau$ devant le terme Kerr (i) de l'équation 2.15 est responsable de l'auto-raïdissement de l'impulsion [2.13, 2.15, 2.17]. Le terme (i) de l'équation (2.15) représente l'effet Kerr dont la composante instantanée est due à la réponse électronique de l'atome soumis à un champ électrique polarisé et la composante retardée est due à la diffusion moléculaire Raman stimulée [2.7, 2.14]. D'après les références [2.7, 2.14], la fonction de réponse pour la contribution retardée de l'effet Raman-Kerr s'écrit :

$$\mathcal{R}(t) = \Omega^2 \tau_s e^{-\frac{t}{\tau_d}} \sin\left(\frac{t}{\tau_s}\right) \quad \text{avec} \quad \Omega^2 = \frac{I}{\tau_s^2} + \frac{I}{\tau_d^2} \quad (2.16)$$

avec des temps caractéristiques de relaxation $\tau_d = 70$ fs et $\tau_s = 63$ fs dans l'air. L'obtention de la forme tensorielle de l'effet Kerr est détaillée dans l'annexe 2.1.

Pour l'absorption plasma, la section efficace pour le Bremsstrahlung inverse suit le modèle de Drude [2.18] et s'exprime :

$$\sigma = \frac{ke^2}{n_0^2 \omega_0^2 \epsilon_0 m} \times \frac{\omega_0 \tau_c}{1 + \omega_0^2 \tau_c^2} \quad (2.17)$$

où le temps de transfert de quantité de mouvement par collision vaut $\tau_c = 350$ fs. Dans la limite où $\tau_c \gg \omega_0^{-1} = 0.42$ fs, l'absorption plasma peut être négligée et $k\sigma\omega_0\tau_c\rho \cong k_0^2 \rho/2\rho_c$ où $\rho_c = 2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ représente la densité de plasma critique au-delà de laquelle le plasma devient opaque. On retrouve alors le terme classique de défocalisation plasma déjà exposé dans le paragraphe § 2.2.2 :

$$-i \frac{\sigma\omega_0\tau_c\rho\mathfrak{E}}{2} \cong -i \frac{k\rho}{2n_0^2\rho_c} \mathfrak{E} \quad (2.18)$$

Enfin, l'équation d'évolution pour la densité d'électrons du plasma s'exprime :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = W(|\mathfrak{E}|^2)(\rho_{at} - \rho) + \frac{\sigma}{U_i} \rho |\mathfrak{E}|^2 \quad (2.19)$$

Le premier terme au membre de droite de l'équation 2.19 décrit la génération d'électrons libres par ionisation multiphotonique de l'oxygène ; la densité d'atomes neutres est $\rho_{at} = 0.2 \rho_{air}$; le nombre de photons nécessaires pour libérer un électron est $K \equiv \langle U_i / \hbar\omega_0 + 1 \rangle$. La quantité $U_i = 12.06$ eV désigne le potentiel d'ionisation des molécules d'oxygène et $\langle \cdot \rangle$ désigne la partie entière. A 800 nm, $K = 8$ photons sont nécessaires et le taux

de photoionisation des molécules d'oxygène est calculé dans le cadre de la théorie générale de Keldysh [2.9] reformulée par Mishima *et al.* [2.11] afin de tenir compte d'un facteur pré-exponentiel spécifique pour les molécules diatomiques. Dans le régime d'ionisation multiphotonique $W_{PI} = \sigma_K |\mathcal{E}|^{2K}$ où $\sigma_K = 3.7 \times 10^{-96} \text{ s}^{-1} \cdot \text{cm}^{16} \cdot \text{W}^{-8}$. La section efficace d'absorption multiphotonique s'exprime sous la forme $\beta_K = \sigma_K \times K \hbar \omega_0 \rho_{at}$. Le deuxième terme dans l'équation (2.19) rend compte de l'ionisation par avalanche.

2.4 RESOLUTION NUMERIQUE

L'équation (2.14) décrite ci-dessus est une équation NLS étendue. Elle tient compte de nombreux effets non-linéaires et, couplée avec l'équation (2.19) de l'évolution de la densité électronique, elle décrit le comportement du faisceau laser lors de sa propagation et de sa filamentation. L'équation n'est pas linéaire, et ne possède pas de solution analytique générale. Il faut avoir recours à une résolution numérique de l'équation de propagation.

Les simulations numériques sont effectuées à partir d'un code de propagation 2D+1 ou 3D+1 développé par A. Couairon. Elles consistent en une décomposition spectrale de Fourier dans le temps et un schéma de Crank-Nicholson pour la partie spatiale (coordonnées z et (x, y)) appliqué à chaque composante spectrale. La méthode de Crank-Nicholson est un schéma aux différences finies, implicite et inconditionnellement stable lorsqu'elle est appliquée aux seuls termes linéaires (diffraction par ex.). Ce schéma peut être généralisé afin de prendre en compte tous les effets non-linéaires du modèle, couplant l'espace et le temps. L'équation d'évolution de l'enveloppe du champ électrique se met sous la forme :

$$\frac{\partial \hat{\mathcal{E}}}{\partial z} = L_{\omega} \hat{\mathcal{E}} + \hat{N}(\mathcal{E}), \quad \text{avec} \quad L_{\omega} = \frac{i}{2k} \Delta_{\perp} + i \frac{k'' \omega^2}{2} \quad (2.20)$$

où $\hat{N}(\mathcal{E})$ représente la transformée de Fourier temporelle de la partie non linéaire exprimée dans l'équation (2.15), et L_{ω} représente l'opérateur correspondant à la partie linéaire à la fréquence ω . L'équation (2.20) d'après le schéma de Crank-Nicholson se met alors sous la forme :

$$\frac{\hat{\mathcal{E}}_{n+1} - \hat{\mathcal{E}}_n}{\Delta z} = \frac{1}{2} \left(L_{\omega} \hat{\mathcal{E}}_{n+1} + L_{\omega} \hat{\mathcal{E}}_n \right) + \frac{3}{2} \hat{N}(\mathcal{E}_n) - \frac{1}{2} \hat{N}(\mathcal{E}_{n-1}) \quad (2.21)$$

où les non-linéarités sont traitées par un schéma de Dufort-Frankel qui consiste à remplacer $\hat{N}(\mathcal{E}_n)$ par $3/2 \hat{N}(\mathcal{E}_n) - 1/2 \hat{N}(\mathcal{E}_{n-1})$. Cette dissymétrie du schéma est nécessaire pour conserver l'ordre 2. Le champ au temps $n+1$ se calcule alors à partir de la formule suivante :

$$\hat{\mathcal{E}}_{n+1} = \left(I - \frac{\Delta z L_{\omega}}{2} \right)^{-1} \left[\left(I + \frac{\Delta z L_{\omega}}{2} \right) \hat{\mathcal{E}}_{n+1} + \frac{3}{2} \hat{N}(\mathcal{E}_n) - \frac{1}{2} \hat{N}(\mathcal{E}_{n-1}) \right] \quad (2.22)$$

Pour la résolution numérique en 2D+1 par exemple, le champ est discrétisé en r , en ω , et en z et on suppose une symétrie de révolution autour de l'axe de propagation. Le terme de diffraction en coordonnées cylindriques et l'opérateur linéaire s'écrivent:

$$\Delta_{\perp} \hat{\varepsilon}_n = \frac{1}{\Delta r^2} (\hat{\varepsilon}_n^{j+1} - 2\hat{\varepsilon}_n^j + \hat{\varepsilon}_n^{j-1}) + \frac{1}{r_j \Delta r} (\hat{\varepsilon}_n^{j+1} - \hat{\varepsilon}_n^{j-1}) \quad (2.23)$$

$$L_{\omega} = \frac{i}{2k} \Delta_{\perp} + i \frac{k'' \omega^2}{2} \quad (2.24)$$

où n est l'indice dans la direction z , j l'indice dans la direction r . Le champ est ainsi calculé pour chacune des composantes ω du spectre de l'impulsion. Pour la résolution numérique en 3D+1, le schéma est presque identique en coordonnées cylindriques avec une discrétisation supplémentaire du champ en θ . La transformée de Fourier en temps devient une TF à deux dimensions en t et en θ et l'opérateur linéaire est transformé en :

$$L_{\omega, m} = L_{\omega} - \frac{im^2}{2kr_j^2} \quad (2.25)$$

où m est l'indice dans la direction θ .

Si les coordonnées cylindriques ne sont pas appropriées, le champ est discrétisé en (x, y, z, ω) et le schéma de Crank-Nicholson est remplacé par un schéma ADI (Alternative Direction Implicit) qui généralise le schéma de Crank-Nicholson lorsqu'il y a deux directions

transverses x et y . Dans ce cas L_{ω} est remplacé par $L_{\omega, x} = \frac{i}{2k} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + i \frac{k'' \omega^2}{4}$ sur un demi-pas en x et par $L_{\omega, y} = \frac{i}{2k} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + i \frac{k'' \omega^2}{4}$ sur un deuxième demi-pas en y .

L'évolution de la densité électronique est calculée pour chaque position (x, y, z) de façon semi-analytique en intégrant pas à pas l'équation (2.19). Utiliser la solution analytique de l'équation (2.19) à chaque pas de temps revient à considérer les coefficients qui dépendent de l'intensité comme localement constants.

Enfin, lors d'un calcul numérique simulant une expérience, la propagation est découpée en plusieurs blocs en z , où l'on rééchantillonne le champ électrique de façon à adapter les dimensions de la boîte de calcul à l'extension spatiale du faisceau laser. Cela permet de réduire le temps de calcul et également la taille de mémoire nécessaire pour le stockage des

données. Pour ce qui est de la discrétisation temporelle, la résolution est typiquement de l'ordre de 1 fs. Ce code donne une bonne estimation de la densité électronique et de l'intensité dans le canal de plasma et peut même traiter le cas d'impulsions de quelques cycles optiques (1 cycle = 2.66 fs à 800 nm) [2.19].

ANNEXE 2.A : EFFET KERR TENSORIEL

Ce paragraphe est consacré à l'obtention de la forme vectorielle du vecteur polarisation non linéaire \mathbf{P}^{nl} décrivant l'effet Kerr et à la variation de l'indice du milieu soumis à un flux laser intense.

2.A.1 Effet Kerr tensoriel

Considérons une onde se propageant dans un milieu isotrope. La polarisation du milieu se met sous la forme :

$$\mathcal{P}(\mathbf{r}, \omega) = \varepsilon_0 \left(\chi^{(1)} \mathfrak{E}(\mathbf{r}, \omega) + \chi^{(2)} \mathfrak{E}(\mathbf{r}, \omega) \mathfrak{E}(\mathbf{r}, \omega) + \chi^{(3)} \mathfrak{E}(\mathbf{r}, \omega) \mathfrak{E}(\mathbf{r}, \omega) \mathfrak{E}(\mathbf{r}, \omega) + \dots \right) \quad (2.25)$$

où $\mathfrak{E}(\mathbf{r}, \omega)$ est le champ électrique et ε_0 la permittivité du vide (ici les quantités \mathcal{P} et \mathfrak{E} sont réelles). Dans un milieu isotrope centro-symétrique, la susceptibilité d'ordre 2 est nulle : $\chi^{(2)} = 0$ [2.3]. De plus, les symétries du milieu permettent aussi de simplifier le tenseur de susceptibilité d'ordre trois et de réduire le nombre d'éléments non nuls à 21. Ainsi, les règles sur les indices du tenseur susceptibilité d'ordre 3 sont les suivantes [2.20] :

$$\begin{aligned} \chi_{iiii}^{(3)} &= \chi_{jjjj}^{(3)} \neq 0, \quad \chi_{ijji}^{(3)} = \chi_{iijj}^{(3)} = \chi_{ijij}^{(3)} \neq 0, \quad \forall i, j \\ \chi_{ijkl}^{(3)} &= 0 \quad \text{sinon} \\ \chi_{iiii}^{(3)} &= \chi_{ijji}^{(3)} + \chi_{iijj}^{(3)} + \chi_{ijij}^{(3)} \end{aligned} \quad (2.26)$$

Nous pouvons alors mettre le vecteur polarisation du troisième ordre sous la forme :

$$\mathcal{P}^{nl}(\mathbf{r}, \omega) = \varepsilon_0 \chi_{xxxx} |\mathfrak{E}(\mathbf{r}, \omega)|^2 \mathfrak{E}(\mathbf{r}, \omega) \quad (2.27)$$

Le développement de \mathcal{P} au troisième ordre fait apparaître des fréquences nouvelles, ici on ne retiendra que les termes en ω . Pour effectuer ce calcul, il est commode d'introduire les quantités complexes $\mathfrak{E} = 1/2 (\mathbf{E} e^{-i\omega t} + c.c.)$ et $\mathcal{P} = 1/2 (\mathbf{P} e^{-i\omega t} + c.c.)$. On obtient sous la forme vectorielle condensée :

$$\begin{aligned} \mathbf{P}^{nl}(\mathbf{r}, t) &= \varepsilon_0 \chi_{xxxx} \left[2 |\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + (\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)) \mathbf{E}^*(\mathbf{r}, t) \right] \\ \mathbf{P}^{nl}(\mathbf{r}, t) &= 4\varepsilon_0 n_0 n_2 \left[|\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \frac{1}{3} (\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{E}^*(\mathbf{r}, t)) \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \right] \end{aligned} \quad (2.28)$$

avec $n_2 = 3 \chi_{xxxx} / 4 n_0^2 c \varepsilon_0$

où n_2 est l'indice non linéaire du milieu et n_0 l'indice linéaire de réfraction ; ici $n_2|\mathbf{E}(\mathbf{r},t)|^2$ est sans dimension. Dans l'air, la longueur d'onde du laser est $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$, $n_2 = 3.2 \times 10^{-19} \text{ W cm}^{-2}$.

2.A.2 Effet Kerr retardé

Dans l'air, l'excitation rotationnelle Raman des molécules d'azote induit une réponse retardée qui s'ajoute à la réponse instantanée (électronique) du milieu [2.7, 2.14]. En effet, quand on réduit la durée de l'impulsion, la largeur spectrale s'accroît et permet un meilleur couplage entre le champ laser et les modes rotationnels ou vibrationnels pour les molécules diatomiques. Pour l'impulsion laser une telle réponse signifie qu'une partie de l'impulsion peut être exposée à la polarisation non linéaire induite par une partie précédente de l'impulsion. L'effet Kerr retardé provoque ainsi un couplage entre plusieurs tranches temporelles de l'impulsion et déforme donc son profil durant la propagation. La polarisation non linéaire se décompose en une composante instantanée et une composante retardée qui s'écrivent sous la forme suivante :

$$\mathbf{P}^{nl} = \mathbf{P}_i^{nl} + \mathbf{P}_r^{nl} \text{ où } \begin{cases} \mathbf{P}_i^{nl} = 4\varepsilon_0 n_0 n_2 (1 - f_R) \mathcal{J}(\mathbf{E}(t), \mathbf{E}(t)) \mathbf{E}(t) \text{ et,} \\ \mathbf{P}_r^{nl} = 4\varepsilon_0 n_0 n_2 f_R \int_{-\infty}^t \mathcal{R}(t-t') \mathcal{J}(t') \mathbf{E}(t) dt' \end{cases} \quad (2.29)$$

où l'opérateur $\mathcal{J}(t')$ est défini comme suit :

$$\mathcal{J}(t') \mathbf{E}(t) \equiv |\mathbf{E}(t')|^2 \mathbf{E}(t) + (1/3) (\mathbf{E}(t') \times \mathbf{E}^*(t')) \times \mathbf{E}(t) \quad (2.30)$$

La quantité f_R représente la fraction de la composante retardée et vaut 0.5 [2.7]. $\mathcal{R}(t)$ représente la fonction réponse de cette même composante. D'après les références [2.7, 2.14], elle s'écrit sous la forme :

$$\mathcal{R}(t) = \Omega^2 \tau_s e^{-\frac{t}{\tau_d}} \sin\left(\frac{t}{\tau_s}\right) \text{ avec } \Omega^2 = \frac{1}{\tau_s^2} + \frac{1}{\tau_d^2} \quad (2.31)$$

REFERENCES

- [2.1] J.-F. Ripoche, *Mesure du profil temporel exact d'impulsions laser brève intenses*, Ph.D. Thesis, Ecole Polytechnique (1998).
- [2.2] L. Sudrie, *Propagation Non-linéaire des impulsions Laser Femtosecondes dans la Silice*, Ph.D. Thesis, Université de Paris XI Orsay (2002).
- [2.3] Y. Shen, *The principles of non linear optics*, John Wiley & sons (1984).
- [2.4] R. H. Hellwarth, Third-order optical susceptibilities of liquids and solids, *Prog. Quant. Electr.*, vol. **5**, pp. 1-68, Pergamon Press (1977).
- [2.5] E.T.J. Nibbering, G. Grillon, M. A. Franco, B.S. Prade and A. Mysyrowicz, Observation of the inertial contribution to the nonlinear refractive index of air, N₂, O₂ using non-focused high intensity femtosecond laser pulses : comparison with the nonlinear refractive index of Ar, Xe and SF₆, *JOSA B*. Vol **14**, 650-660 (1997).
- [2.6] J. H. Marburger, Self-focusing : Theory, *Prog. Quant. Electr.*, vol. **4**, pp. 35-110, Pergamon Press (1975).
- [2.7] J-F Ripoche, G. Grillon, B. Prade, M. Franco, E.T.J. Nibbering, R. Lange and A. Mysyrowicz, Determination of the time dependence of n_2 in air, *Opt. Commun.*, vol. **135**, p. 310-314 (1997).
- [2.8] A. Couairon, S. Tzortzakis, L. Bergé, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz, Infrared femtosecond light filaments in air: simulations and experiments, *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 1117 (2002).
- [2.9] L.V. Keldysh, *ZhETF* **47** (1964) 1945, *Sov. Phys. JETP* **20** (1965) 1307.
- [2.10] A. M. Perelomov, V. S. Popov, M. V. Terent'ev, *ZhETF* **50** (1966) 1393; *Sov. Phys. JETP* **23** (1966) 924.
- [2.11] K. Mishima, M. Hayashi, J. Yi, S. H. Lin, H. L. Selzle, and E. W. Schlag, Generalization of Keldysh's theory, *Phys. Rev. A*, vol. **66**, 033401 (2002).
- [2.12] T. Brabec, F. Krausz, *Phys. Rev. Lett.* **78** (1997) 3282.
- [2.13] A.L. Gaeta, *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 3582.
- [2.14] R.H. Stolen, J.P. Gordon, W.J. Tomlison, H.A. Haus, *J. Opt. Soc. Am. B* **6** (1989) 1159.
- [2.15] G.K.L. Wong, Y.R. Shen, *Phys. Rev. A* **10** (1974) 1277.
- [2.16] A.A. Zozulya, S.A. Diddams, T.S. Clement, *Phys. Rev. A* **58** (1998) 605 3303.

- [2.17] A.A. Zozulya, S.A. Diddams, A.G.V. Engen, T.S. Clement, Phys. 607 Rev. Lett. 82 (1999) 1430.
- [2.18] E. Yablonovitch, N. Bloembergen, Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 907.
- [2.19] C. P. Hauri, W. Kornelis, F. W. Helbing, A. Couairon, A. Mysyrowicz, J. Biegert, U. Keller, *Generation of intense, carrier-envelope phase-locked few-cycle laser pulses through filamentation*, Appl. Phys. B **79**, p. 673 (2004).
- [2.20] R. H. Hellwarth, Prog. Quant. Electr. **5**, 1 (1977).

CHAPITRE 3 :

MISE EN EVIDENCE DES CANAUX DE PLASMA GENERES PAR

FILAMENTATION LASER FEMTOSECONDE :

METHODES EXPERIMENTALES

3. MISE EN EVIDENCE DES CANAUX DE PLASMA GENERES PAR FILAMENTATION LASER FEMTOSECONDE : METHODES EXPERIMENTALES

3.1 INTRODUCTION

L'importance de l'ionisation comme effet de saturation et de stabilisation de l'intensité dans l'impulsion femtoseconde autoguidée sous forme de filament est à présent bien établie [3.1]. Les simulations numériques prévoient une densité électronique de l'ordre de 10^{16} cm^{-3} dans l'air à la pression atmosphérique [3.2, 3.3]. Le taux d'ionisation est très faible et rend difficile la mise en évidence du canal de plasma créé dans le sillage de l'impulsion autoguidée. Avant que je ne débute mon travail de thèse, plusieurs méthodes de détection du plasma et de mesures de sa densité avaient déjà été développées : électrique [3.4, 3.5, 3.6], par diffractométrie [3.7], ou spectroscopique [3.8].

Le premier dispositif consiste à mesurer la conductivité de l'air après le passage d'une impulsion IR autoguidée en soumettant les électrons libérés à un champ électrique externe constant [3.4]. La circulation des charges qui en résulte produit un courant dont l'intensité est reliée à la densité des électrons. Elle est estimée à $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Cette valeur est confirmée par H.D. Ladouceur *et al.* [3.6]. Schillinger *et al.* [3.5] trouvent une densité électronique de quatre ordres de grandeur plus faible que les autres mesures de densité. Cela peut s'expliquer par le fait que les auteurs sont dans le cas d'une filamentation multiple et qu'ils mesurent une résistivité moyenne sur l'ensemble du faisceau, alors que les mesures précédentes ont été faites dans le cas d'un filament unique.

La densité de la colonne de plasma a été mesurée par diffractométrie résolue en temps [3.7, 3.9]. La valeur de la densité initiale du filament est du même ordre de grandeur que les mesures précédentes ($\sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$). De plus, l'évolution de la densité de la colonne de plasma a un déclin non exponentiel. Cette observation a été confirmée par H.D. Ladouceur *et al.* [3.6]. Ce phénomène s'explique par une recombinaison de type bimoléculaire, où l'électron libéré est capturé par l'ion parent.

Enfin, une autre méthode présentée par A. Talebpour *et al.* dans la référence [3.8], consiste à observer le spectre de raies de luminescence des molécules d'azote. L'existence de ces raies est la preuve indirecte de la présence d'un plasma dans l'air. En effet, ces raies ne

sont observables que si les molécules d'azote ont été préalablement ionisées. Cette méthode non invasive permet de mesurer la longueur du canal ionisé (voir également [3.10]).

Le but de ce chapitre est de présenter l'ensemble des méthodes expérimentales que j'ai eu à utiliser ou à mettre en œuvre au cours de ma thèse et permettant de mettre en évidence les canaux de plasma générés par filamentation femtoseconde. Le premier paragraphe sera consacré à l'outil essentiel à la filamentation : la source laser. Le second paragraphe présentera en détails la technique permettant de mesurer la résistivité de l'air reliée à la densité électronique de la colonne de plasma tout au long de la propagation de l'impulsion. Le paragraphe suivant décrira une seconde technique basée sur la mesure du spectre de luminescence des molécules d'azote préalablement ionisées par absorption multi-photonique à l'intérieur du filament. Nous nous attarderons ensuite sur la mise en évidence du rayonnement cohérent dipolaire dans la gamme des THz émis par les filaments. Enfin, une méthode simple basée sur l'impression directe du faisceau laser sur un papier photographique pré-exposé sera présentée dans le dernier paragraphe.

3.2 DESCRIPTION DES SOURCES LASER UTILISEES

Produire une impulsion intense et ultracourte demande deux opérations : créer une impulsion courte et l'amplifier. L'amplification de telles impulsions a été rendue possible par la technique à dérive de fréquence (« Chirp Pulse Amplification », CPA [3.11, 3.12]) permettant d'amplifier les impulsions sans endommager les composants optiques du système. La technique d'amplification consiste à étirer temporellement l'impulsion en étalant ses différentes fréquences dans le temps, à l'amplifier, et à la recomprimer temporellement pour fournir une puissance maximale. Au cours de ma thèse, j'ai utilisé deux sources laser femtosecondes différentes par leur puissance délivrée. La première source, dite de la salle verte, est un laser de puissance de l'ordre de 0.2 TW permettant de générer 1 à 3 filaments pour des études préliminaires en laboratoire. La seconde source est un laser mobile, le Teramobile, permettant des campagnes d'expériences en plein air et délivrant une puissance de l'ordre de quelques TW.

3.2.1 *Le laser dit de la salle verte*

Le système laser utilisé dans les expériences de laboratoire consiste en un oscillateur titane-saphir pompé par un laser argon de 8 W. Cet oscillateur produit un train d'impulsions de 90 fs et une énergie de 3 nJ par impulsion à une cadence de 100 MHz. Les impulsions courtes sont obtenues par le principe du « Kerr-lens-mode locking ». Si le laser fonctionne en mode pulsé, les parties intenses de l'onde dans la cavité sont focalisées par l'effet Kerr dans le milieu amplificateur et peuvent passer dans un diaphragme introduit sur le trajet du faisceau. Par contre en mode continu, l'auto-focalisation ne se produit pas et le diaphragme introduit des pertes tellement importantes que le régime laser ne peut s'établir.

En conséquence de cette sélectivité, seule une impulsion courte et intense peut se développer dans la cavité laser. Une fois générées, ces impulsions de 90 fs sont étirées dans le temps jusqu'à environ 400 ps. Une de ces impulsions est sélectionnée à une cadence de 10 Hz par une cellule de Pockels, puis injectée et amplifiée à 1.5 mJ dans un premier étage d'amplification à 8 passages pompé par un laser Nd : Yag doublé et, dans un second étage d'amplification à 4 passages pour finalement être amplifié à 100 mJ. L'impulsion est ensuite recomprimée à 130 fs à l'aide d'un compresseur constitué de deux réseaux.

Pour ce système laser, l'impulsion mesurée avec un auto-corrélateur à la sortie du compresseur réglé pour une compression maximale, atteint 130 fs et 30 mJ à 800 nm, ce qui correspond à une puissance crête de 0.2 TW. Vu le facteur d'amplification, la reproductibilité d'un tir à l'autre est un problème difficile à résoudre, car dans un système à très fort gain, les fluctuations d'intensité dans le faisceau sont renforcées par l'amplification. Celles-ci sont néanmoins limitées par la saturation du gain. Les fluctuations tir-à-tir de l'impulsion sont mesurables en terme d'énergie et de distribution spatiale. La fluctuation en énergie de l'impulsion initiale est de l'ordre de 10 %. Les impulsions ne diffèrent pas seulement par leur énergie, mais aussi par leur longueur d'onde centrale et leur profil spatial. La variation de la fréquence centrale moyenne est typiquement de 0.5 à 2 nm. Enfin, le profil spatial initial peut être assimilé à une gaussienne de rayon $w_0 = 10.4$ mm.

3.2.2 Le système Teramobile

La seconde source laser utilisée est le Teramobile qui est le premier système mobile capable de générer des impulsions de l'ordre de 100 fs avec une puissance de 3 térawatts. Ce dispositif mobile unique a imposé une conception particulièrement compacte pour le laser développé en coopération avec Thalès (autrefois division de BMI, Thomson CSF, Orsay, France). De telles spécificités ont déterminé la conception d'un laboratoire autonome, incluant le système optique d'émission et de réception du faisceau ainsi que des systèmes de diagnostic et de détection. L'ensemble du système a été conçu comme un outil souple aussi bien pour la recherche fondamentale que pour la recherche appliquée atmosphérique. Ses caractéristiques principales sont récapitulées dans le tableau 3.1. Le système se compose d'un oscillateur (Ti:Saphir, Compact Pro, Femtosource, Vienne, Autriche) et d'une chaîne d'amplification Ti:Saphir pompée par Nd:YAG doublé comprenant un amplificateur régénératif et deux amplificateurs multi-passage. En pratique, le laser est placé sur une table en forme de T qui optimise sa compacité et son accessibilité. Les diagnostics usuels et les dispositifs de commande sont logés au-dessus de la table. Des espaces ont été laissés libres pour de futurs diagnostics complémentaires, à installer définitivement ou pour une expérience spécifique. Trois paramètres du laser peuvent être variés à l'émission : la dérive en fréquences (ou *chirp*), la focalisation et le diamètre de faisceau. Le contrôle du *chirp* prend toute son importance sur de longues distances. Dans ce but, l'un des réseaux du compresseur est mobile et motorisé sur une longue course, permettant de précompenser l'élargissement temporel de l'impulsion lors de sa propagation dans l'air. Par ailleurs, le faisceau est émis à travers un télescope dont la

focale est variable continûment de l'infini à 10 m. Ce télescope est entièrement réflectif pour préserver les caractéristiques spectrales et temporelles des impulsions. Ce télescope peut aussi être court-circuité pour émettre le faisceau parallèle issu du laser avec un profil super gaussien et un diamètre limité à 34 mm. Le laser peut être émis soit verticalement soit horizontalement, avec une orientation possible de $\pm 10^\circ$ de son axe.

Tableau 3.1 : Performances du laser Teramobile.

Longueur d'onde	800 nm
Largeur de bande	16 nm FWHM
Énergie par impulsion	200-300 mJ
Durée d'impulsion	100 fs
Puissance crête	2-3 TW
Fréquence	10 Hz
Diamètre du faisceau	34 mm FWHM
Réglage du <i>chirp</i>	100 fs à 9.6 ps, <i>chirp</i> positif ou négatif
Stabilité de l'énergie	2,5 % RMS sur 400 tirs
Dimensions	3,5 x 2,2 m

La calibration du compresseur a été effectuée à l'aide d'un autocorrélateur pas à pas. La position $d = 0$ correspond à la durée minimum de l'impulsion $\tau_p = 100$ fs sans chirp. Lorsque l'on augmente la distance entre les deux réseaux du compresseur, la durée de l'impulsion est augmentée en introduisant un chirp négatif et par la même occasion l'intensité laser est diminuée. La calibration du compresseur mesurée à partir de ces traces d'autocorrélation en fonction de la distance entre les réseaux du compresseur nous donne la valeur 239 fs/mm (voir figure 3.1). Enfin, la configuration du compresseur nous permet d'avoir des impulsions dont la durée est comprise entre 0.1 et 9.6 ps.

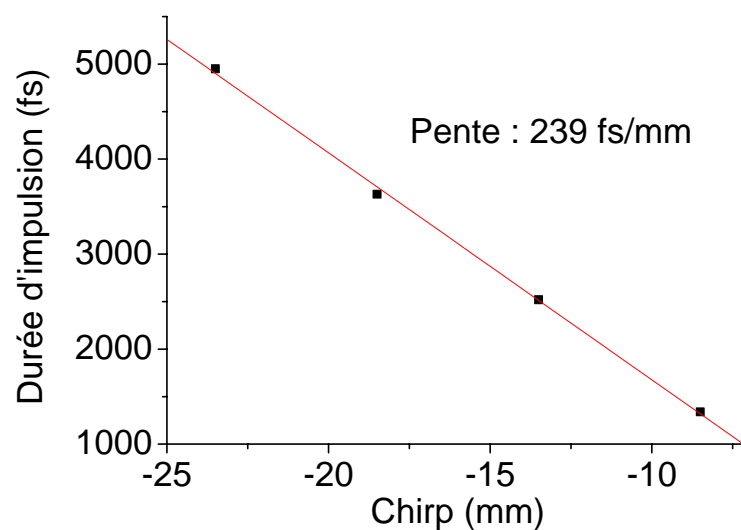


Figure 3.1 : Calibration du compresseur pour des chirps importants : Représentation de la durée d'impulsion chirpée en fonction du déplacement de l'un des réseaux du compresseur. La relation est linéaire avec une pente négative de 239 fs/mm.

3.3 MESURE DE LA CONDUCTIVITE ELECTRIQUE DES CANAUX DE PLASMA

Le premier dispositif expérimental permet de mesurer la densité électronique du plasma tout au long de sa propagation. Le montage expérimental (voir figure 3.2) est dans son principe assez simple. De manière à détecter la présence d'une colonne de plasma, on mesure le changement de résistivité de l'air entre deux électrodes après le passage de l'impulsion.

Afin de caractériser le détecteur, nous allons étudier la filamentation dans le cas d'un filament unique. Le laser utilisé est celui de la salle verte décrit précédemment (voir § 3.2.1). Le faisceau a été diaphragmé par une ouverture circulaire de rayon $r_{masque} = 4.5$ mm et réduit d'un facteur 2 à l'aide d'un télescope inverse. Il est ensuite focalisé à l'aide d'une lentille de distance focale $f = 2$ m. L'énergie après le masque est de 3.7 mJ. Il a été démontré que dans un filament, il existe un grand nombre d'électrons libres qui font chuter la résistivité du milieu. Les électrodes percées d'un orifice circulaire sont espacées de $d = 2.5$ cm et sont placées sur le trajet du filament. Une différence de potentiel de $V_{DC} = 800$ V est appliquée entre les deux électrodes (voir figure 3.2). Un oscilloscope (500 MHz) branché aux bornes de la résistance R permet de détecter un courant circulant entre les deux électrodes. En l'absence de laser, aucun courant ne circule. En présence du canal ionisé entre les deux électrodes le circuit est fermé et la conductivité de l'air augmente. Les électrodes se déchargent alors via le canal conducteur qui les relie. On observe la présence d'un courant au travers de la résistance $R = 8.2$ k Ω . La mesure du courant nous permet alors de remonter à la densité électronique du plasma.

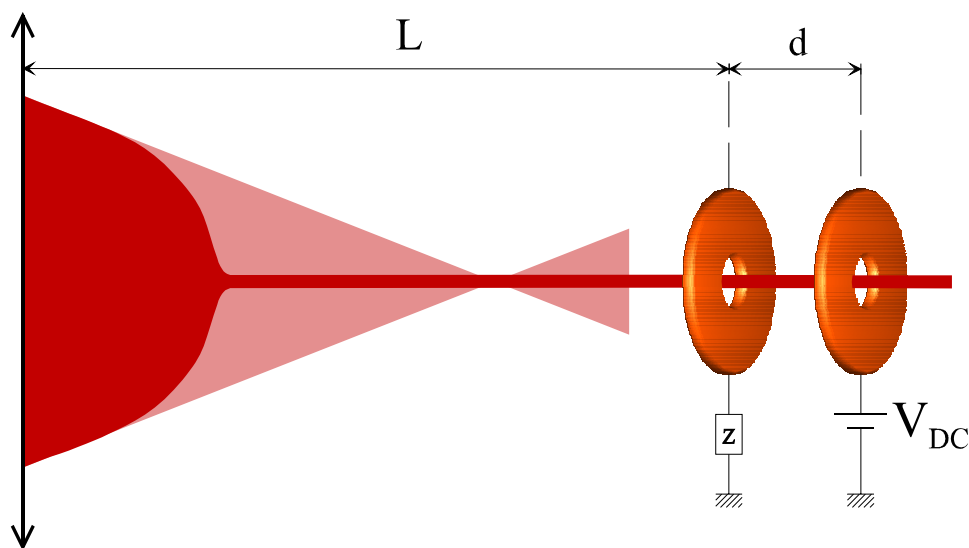


Figure 3.2 : Montage expérimental de la mesure de la conductivité électrique du canal de plasma généré par le filament femtoseconde.

3.3.1 *Détermination de la zone de linéarité du détecteur*

Nous souhaitons tout d'abord caractériser le système de mesure. Pour cela, nous allons étudier l'influence du champ électrique entre les deux électrodes et l'influence de la résistance R.

3.3.1.1 *Influence de la tension inter-électrodes*

Nous avons fait varier la tension inter-électrodes et mesuré la tension correspondante aux bornes de la résistance. Pour des tensions supérieures à 4 kV, on se rend compte qu'il n'y a plus de proportionnalité entre la tension appliquée et la valeur de la tension mesurée (voir figure 3.3). Le détecteur n'est plus linéaire. En effet, à partir de cette valeur critique, la tension mesurée aux bornes de la résistance se met à croître fortement. Cela est dû à un processus d'avalanche électronique. Les électrons présents entre les deux électrodes sont accélérés. Lorsqu'ils vont percuter une molécule neutre, et s'ils ont été suffisamment accélérés, ils vont lui arracher plusieurs électrons.

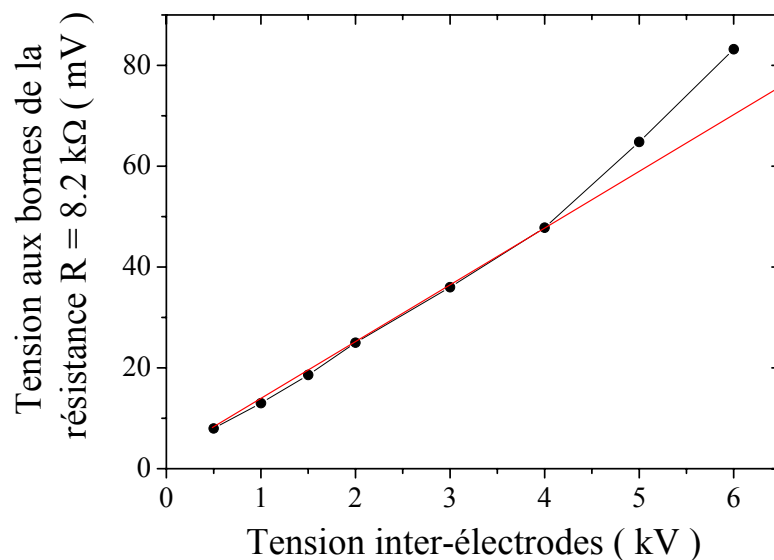


Figure 3.3 : Influence de la tension inter-électrode. Représentation de la tension mesurée aux bornes de la résistance de 8.2 kΩ en fonction de la tension appliquée entre les deux électrodes. La droite continue représente la pente de la zone linéaire du détecteur.

3.3.1.2 Influence de la valeur de la résistance de charge R

La valeur de la résistance influence le temps de décharge du circuit. Nous avons donc pris des mesures avec deux résistances de valeurs différentes : $8.2 \text{ k}\Omega$ et 100Ω (voir figure 3.4). Les temps de réponses sont alors respectivement de 100 ns et de quelques ns. Si la valeur est élevée, l'oscilloscope a le temps de prendre de nombreux points de mesure. Alors que pour une résistance plus faible le temps de décharge est très rapide, mais on est limité par le temps de réponse de l'oscilloscope. On peut en déduire que le temps de vie du plasma est inférieur à la nanoseconde. Néanmoins, nous avons utilisé une résistance de $8.2 \text{ k}\Omega$ de manière à avoir plus de signal et détecter ainsi un plasma de faible densité ($<10^{15} \text{ cm}^{-3}$).

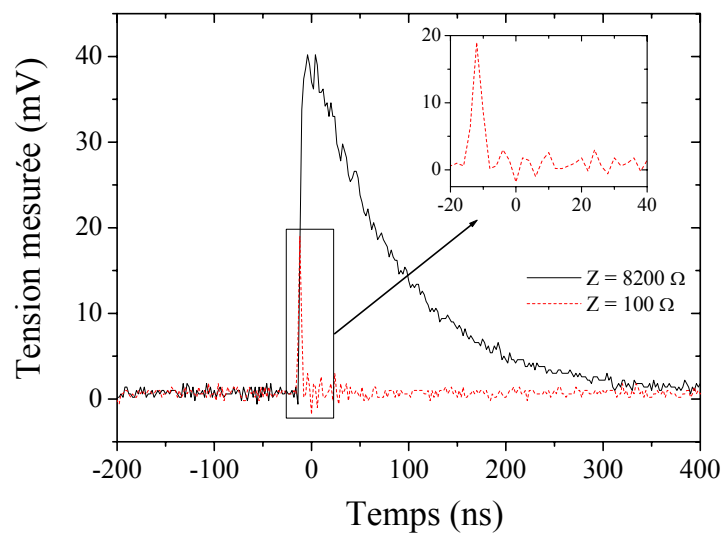


Figure 3.4 : Mesure de la tension aux bornes de R en fonction du temps pour deux différentes valeurs de la résistance R : $8.2 \text{ k}\Omega$; 100Ω .

3.3.2 Détermination de la densité électronique du canal de plasma

Après avoir caractérisé le détecteur et nous être assurés de sa linéarité et de sa détectivité, nous souhaitons à présent caractériser le canal de plasma généré par le filament. L'ensemble du dispositif est déplacé le long de l'axe de propagation du filament en prenant les mesures du maximum du courant sur 100 tirs. Dans ces conditions, seule l'impulsion la plus intense est sélectionnée, réduisant ainsi les fluctuations des mesures. Ceci est répété trois fois et chaque point représenté sur la courbe représente la moyenne de ces trois mesures. Ce protocole de mesure est aussi appliqué aux autres méthodes de détection présentées dans ce chapitre. On obtient alors la courbe caractéristique représentée figure 3.5. L'autofocalisation du faisceau laser est assistée par la lentille de focale $f = 200 \text{ cm}$. Entre l'origine matérialisée par la lentille et le foyer non linéaire à 160 cm , le faisceau se contracte sur lui-même dans le plan transverse.

Au-delà du foyer non linéaire, un plasma d'électrons libres est généré. La longueur typique de la colonne de plasma générée par filamentation femtoseconde est de l'ordre de 100 cm. Au delà de 250 cm, la diffraction prédomine et marque la fin de la colonne de plasma.

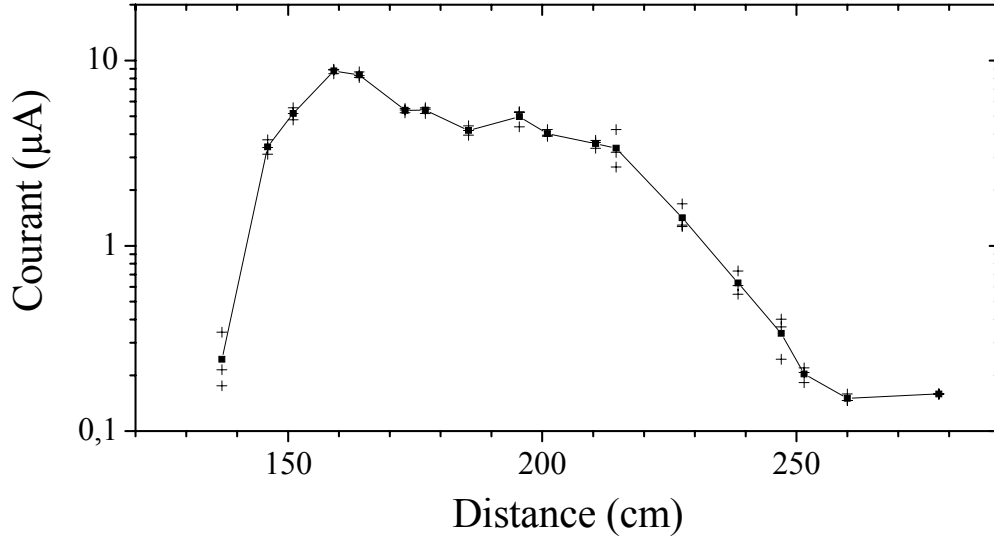


Figure 3.5 : Mesure de la conductivité du plasma tout au long de l'axe du filament. Les croix représentent les mesures des trois maxima sur 300 impulsions (1 maximum toutes les 100 impulsions). Les carrés représentent la moyenne de ces trois mesures pour chaque distance sur l'axe de propagation du laser.

De manière à comprendre plus en détails et à nous assurer que la valeur du maximum mesurée est proportionnelle à la densité électronique du plasma, le système de mesure peut se modéliser simplement par un circuit RC, où C est la capacité de l'oscilloscope. La tension mesurée aux bornes de la résistance répond à l'équation différentielle suivante :

$$\begin{cases} \frac{V}{R} + C \frac{dV}{dt} = \frac{d\rho}{dt} \\ \frac{d\rho}{dt} = -\beta \rho^2 \end{cases} \quad \text{avec} \quad \rho = \frac{\rho_0}{1 + \beta \rho_0 t} \quad (3.1)$$

où ρ est la densité électronique du canal de plasma, ρ_0 sa valeur initiale, et β est le coefficient de recombinaison électron-ion du plasma dans l'air. En résolvant la première équation différentielle, on obtient successivement :

$$V = V' e^{-t/RC} \quad \text{d'où} \quad V(t) = \frac{\rho_0^2}{C} \int_0^t \frac{e^{-(t-t')/RC} dt'}{(1 + \beta \rho_0 t')^2} \quad (3.2)$$

$$\frac{dV'}{dt} = \frac{1}{C} \frac{\rho_0^2}{(1 + \beta \rho_0 t')^2}$$

De plus, le temps de décroissance RC vaut 82 ns, alors que le temps caractéristique de recombinaison du plasma est de l'ordre de 150 ps pour une densité électronique initiale

d'environ 10^{16} cm^{-3} . Le domaine de variation de $1/(1 + \beta \rho_0 t')^2$ est donc petit devant celui de $e^{-(t-t')/RC}$ de sorte que l'on peut prendre $t' = 0$ au numérateur. On en déduit alors :

$$V(t) \propto \frac{\rho_0^2}{C} e^{-t/RC} \int_0^t \frac{dt'}{(1 + \beta \rho_0 t')^2} = \frac{\rho_0}{\beta C} e^{-t/RC} \left[1 - \frac{1}{(1 + \beta \rho_0 t)} \right] \quad (3.3)$$

La tension maximum est donc bien proportionnelle à la densité initiale d'électrons du canal de plasma.

Nous souhaitons à présent comparer la densité électronique au centre du canal de plasma calculée numériquement avec celle extraite des mesures électriques. Les simulations numériques donnent dans le filament une intensité saturée de l'ordre de $10^{14} \text{ W cm}^{-2}$. Pour de telles valeurs d'intensité, le taux d'ionisation de l'air n'est que de 10^{-3} , et les atomes ne sont ionisés qu'une fois. La densité du canal de plasma dont le diamètre est de $100 \text{ }\mu\text{m}$ est comprise entre 3×10^{16} et $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. De manière à déterminer la densité électronique du plasma créé par le filament, on calcule la résistivité du plasma à partir de la densité de courant surfacique mesurée. Connaissant la résistivité de l'air pour une densité de courant surfacique $i = 3 \times 10^{-14} \text{ A cm}^{-2}$ [3.13], nous pouvons estimer pour un filament ayant un diamètre d'environ $100 \text{ }\mu\text{m}$ dans la région du plateau de la courbe que la densité de courant vaut 800 A cm^{-2} et donc la résistivité du plasma $1.2 \text{ }\Omega \text{ cm}$. On en déduit alors que la densité électronique vaut environ $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ [3.4]. Ce résultat a été confirmé par des mesures de diffractométrie [3.7], et est en bon accord avec la valeur donnée par les simulations numériques.

3.4 MESURE DE LA LUMINESCENCE DES MOLECULES D'AZOTE

Une deuxième technique complémentaire consiste à mesurer le spectre de luminescence des molécules d'azote excitées, préalablement ionisées par absorption multi-photonique à l'intérieur du filament [3.8]. En effet, lorsqu'un filament est formé, l'intensité crête peut atteindre jusqu'à $\sim 10^{13} - 10^{14} \text{ W/cm}^2$ [3.14]. A de telles intensités, les molécules de l'air comme N_2 ou O_2 sont ionisées. Lors de leur recombinaison à l'état neutre les molécules d'azote ionisées et excitées émettent un spectre de luminescence caractéristique.

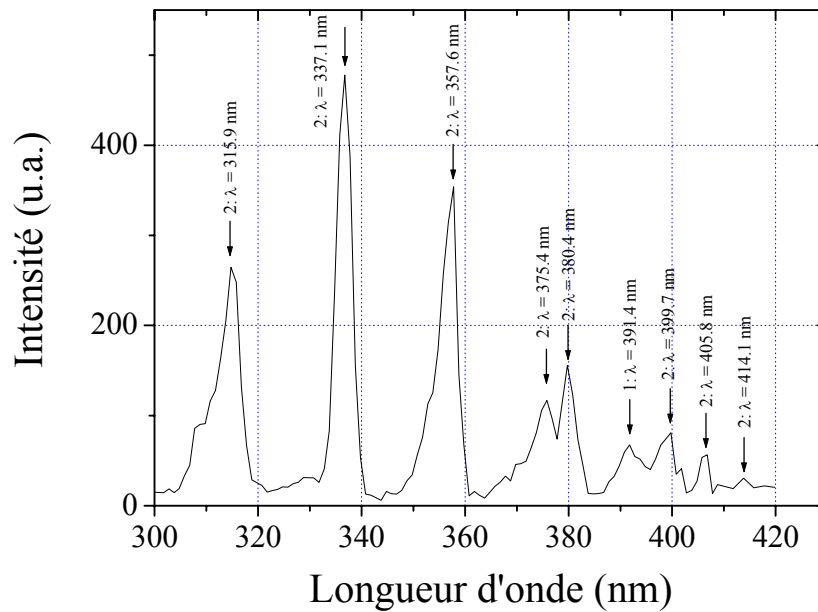


Figure 3.6 : Spectre de luminescence des molécules d'azote ionisées N_2^+ , et excitées N_2^* . Les raies marquées par 1 sont attribuées à la première bande négative (N_2^+), et les raies marquées par 2 sont attribuées à la seconde bande positive (N_2^*).

Afin de mettre en évidence ce spectre, nous avons utilisé un monochromateur (Jobin Yvon, H.20 UVL) muni d'un réseau de 1200 traits par mm. La fente d'entrée est placée à 2 mm du filament avec la grande dimension de la fente placée horizontalement par rapport à l'axe de propagation. Ses dimensions sont $9 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$. Le signal est ensuite détecté par un photomultiplicateur et tracé en fonction de la longueur d'onde. Comme A. Talebpour *et al.* dans la référence [3.8], on observe un spectre de luminescence caractéristique des molécules d'azote. Les têtes de bande, représentant les transitions vibrationnelles, correspondent à deux bandes de transition : - la deuxième bande positive (N_2^* : transition $\text{C}^3\Pi_u - \text{B}^3\Pi_g$ (voir figure 3.7), notée 2 dans la figure 3.6) et la première bande négative (N_2^+ : transition $\text{B}^2\Sigma_u^+ - \text{X}^3\Sigma_g^+$ (voir figure 3.7), noté 1 dans la figure 3.6). Les raies correspondant aux transitions rotationnelles associées à chaque transition vibrationnelle ne sont pas discernables en raison

de la résolution spectrale limitée du monochromateur ($\Delta\lambda = 2$ nm), mais on observe tout de même l'enveloppe de ces raies qui élargit le spectre des têtes de bande vers les plus courtes longueurs d'onde. Pour effectuer nos mesures nous avons centré le monochromateur sur la raie la plus intense de l'azote excité à 337.1 nm. Bien que la résolution spatiale soit limitée par la surface de la fente d'entrée du monochromateur, cette ouverture nous permet de bien collecter la lumière diffusée à la longueur d'onde considérée et d'enregistrer l'intensité de la raie en fonction de la distance de propagation tout au long de la colonne de plasma (voir chapitre 4, § 4.2.3.3).

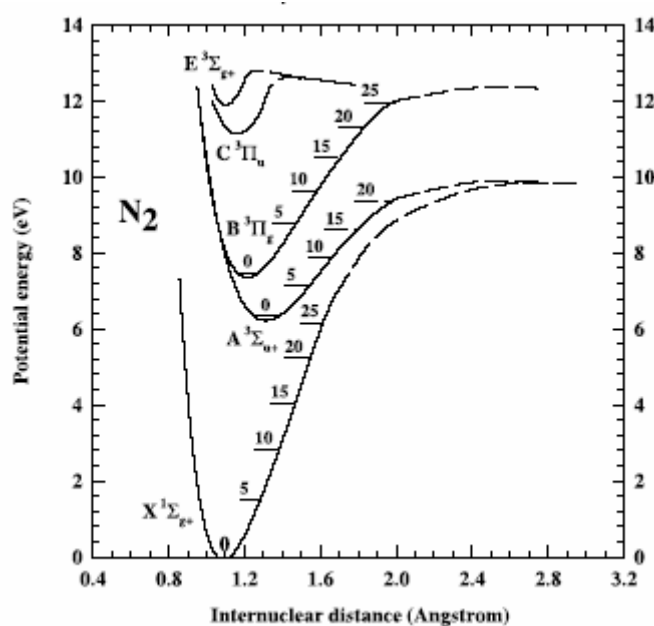


Figure 3.7 : Diagramme d'énergie potentielle pour l'azote moléculaire et les molécules d'azote ionisées N_2^+ .

De manière à améliorer la détectivité et la résolution spatiale de cette méthode de détection, nous avons imagé le filament directement sur le photomultiplicateur muni d'un filtre interférentiel. Le montage expérimental est représenté dans la figure 3.8. Le système d'imagerie est constitué de deux lentilles convergentes de distances focales respectives $f_1 = 25$ mm et $f_2 = 100$ mm et, distantes de $d = f_1 + f_2 = 125$ mm. Les lentilles sont en silice, donc transparentes dans l'UV. De plus, la résolution de ce télescope inverse est de 2.5 mm. Afin d'observer la raie à 337.1 nm, on utilise un filtre interférentiel centré à 338.1 nm avec une largeur spectrale à mi-hauteur de 10.1 nm. La transmission à 337.1 nm est maximum et vaut 25%. Ce filtre est couplé au photomultiplicateur qui est alimenté par une tension de 1300 V. La détectivité de ce système est comparable à celle du système précédent, mais avec une résolution spatiale améliorée d'un facteur 3.6.

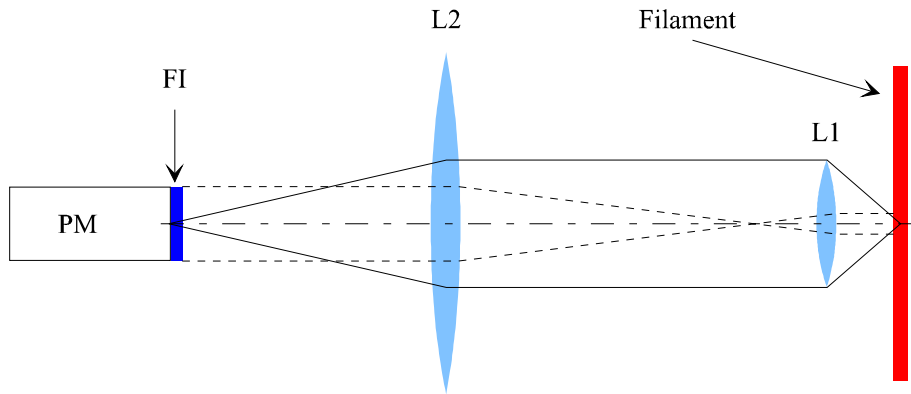


Figure 3.8 : Procédure expérimentale. Le filament est imagé sur le photomultiplicateur (PM) muni d'un filtre interférentiel (FI) à l'aide d'un télescope inverse constitué de de deux lentilles en silice L1 et L2. Les distances focales respectives des lentilles sont $f_1 = 25$ mm ($\Phi_1 = 10$ mm) et $f_2 = 100$ mm ($\Phi_2 = 35$ mm). Le grandissement du télescope est $G = f_1/f_2 = 0.25$. Comme le diamètre du photomultiplicateur fait 10 mm, la résolution spatiale est donc de 2.5 mm.

Le système de détection est placé perpendiculairement à l'axe de propagation du laser. Nous avons enregistré l'intensité de la luminescence de la raie à 337.1 nm le long de l'axe de propagation pour un filament unique. Les conditions et le protocole expérimental sont les mêmes que pour la conductivité électrique. La courbe obtenue est représentée dans la figure 3.9. L'évolution de l'intensité de la luminescence au cours de la propagation est en très bon accord avec les mesures de conductivité de la colonne de plasma aussi bien en terme de longueur de plasma et de position du foyer non linéaire, qu'en terme de dynamique de détectivité.

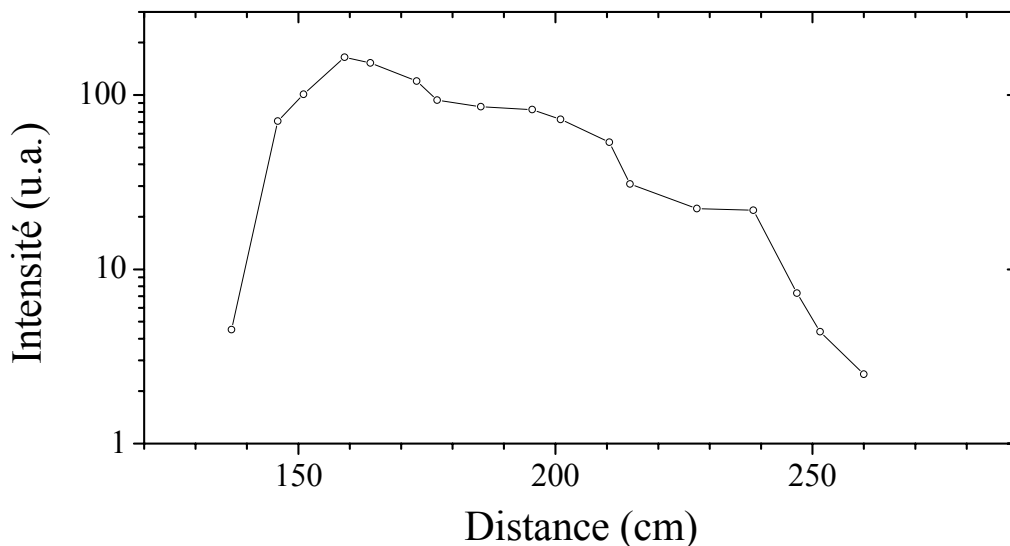


Figure 3.9 : Mesure de l'intensité de la raie à 337.1 nm tout au long de l'axe du filament. Les conditions expérimentales sont les mêmes que pour la figures 3.4.

3.5 EMISSION D'UN RAYONNEMENT TERAHERTZ PAR LES CANAUX DE PLASMA GENERES PAR FILAMENTATION FEMTOSECONDE DANS L'AIR

3.5.1 Introduction : émission dans la gamme des Téraherzt par les canaux de plasma : théories et mécanismes physiques

Durant ces dix dernières années, beaucoup d'intérêt a été porté à l'émission térahertz (THz), et de nombreuses applications ont été proposées. En effet, la spectroscopie THz devient une méthode d'investigation très puissante, notamment pour les applications d'imagerie ou de tomographie car les sources THz sont non destructives et non ionisantes. La plupart des sources THz impulsives sont produites par des lasers femtosecondes. Elles ont en général de très petites dimensions limitées soit par la taille de l'antenne émettrice (quelques μm), soit par le diamètre du faisceau laser (quelques mm).

Dans une publication récente Proulx *et al.* [3.15] traite des impulsions électromagnétiques rapides générées par des filaments. Dans leurs expériences, ils focalisent dans l'air, à l'aide d'une lentille de focale $f = 1.5 \text{ m}$, une impulsion de 220 fs et de 36 mJ d'énergie. L'intensité laser atteint alors au point de focalisation des valeurs supérieures à $10^{15} \text{ W cm}^{-2}$ et la densité électronique est de l'ordre de 10^{19} cm^{-3} . A de telles intensités, la force pondéromotrice induit une accélération axiale des électrons créés par multi-photo-ionisation des molécules de N_2 et de O_2 et de ce fait une séparation des charges. Le dipôle ainsi créé oscille à la fréquence plasma ($\omega_p \approx 10^{14} \text{ s}^{-1}$) et est supposé émettre des ondes électromagnétiques millimétriques. Hamster *et al.* [3.16] ont mis en évidence qu'en focalisant fortement dans un gaz une impulsion de 100 fs et de 10^{12} W de puissance, on observe une émission THz. Cette émission est aussi attribuée au rayonnement d'un dipôle induit par la force pondéromotrice.

Un modèle récent, développé par Cheng, Wright et Moloney [3.17], prévoit de même la création d'une impulsion électromagnétique THz induite par un dipôle oscillant dans la colonne de plasma d'un filament. Dans leur modèle la séparation de charges (électrons-ions) est induite par la pression de radiation dans le plasma due à la force de Lorentz. Cette approche est nouvelle et distincte du fait que le dipôle n'est pas créé par la force pondéromotrice car celle-ci n'agit que sur de très courtes distances (quelques cm) dans la région du point de focalisation, mais par la force de Lorentz qui agit sur l'ensemble de la

colonne de plasma. Les électrons oscillent à la fréquence plasma émettant une impulsion électromagnétique térahertz.

La validité du modèle de Cheng *et al.* a été critiquée. Tikhonchuk [3.18] et Shvets *et al.* [3.19] montrent que la force pondéromotrice qui a été négligée devrait dominer sur la pression de radiation. De plus, ces auteurs affirment que les ondes plasma émises dans un canal mince ne devraient pas rayonner en champ lointain à la fréquence ω_p . En effet, la longueur d'onde est bien plus grande que les dimensions latérales de la source. Seule une émission de type Cerenkov pourrait rayonner dans le cas d'une source comme le filament [3.19]. Pour confirmer expérimentalement l'émission sub-THz par le filament, des expériences complémentaires ont été effectuées avec un bolomètre sensible dans une gamme de fréquence inférieure à 6 THz. Les résultats obtenus confirment une émission dans la gamme des THz ou sub-THz [28].

Dans une publication récente P. Sprangle *et al.* [3.20, 3.21] ont développé une théorie basée sur ce type d'émission. Ils ont montré que le canal de plasma généré par l'impulsion laser produit un courant plasma, grâce à la force pondéromotrice, qui est la source d'une radiation électromagnétique (« EMP ») dans la gamme des terahertz. Cependant, le courant plasma décroît rapidement après le passage de l'impulsion laser en raison de la fréquence de collision électronique élevée. Pour une densité électronique $n_e \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, la fréquence de collision électronique est $\nu_e \sim 5 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ (pour $T_e = 1 \text{ eV}$) et la durée du courant plasma vaut $\sim 1/\nu_e \sim 200 \text{ fs}$. Ainsi, la durée de l'impulsion THz à distance donnée est de l'ordre de quelques centaines de fs ($\sim \tau_L + 1/\nu_e$). De plus, les auteurs prévoient une efficacité de conversion assez faible de l'ordre de 10^{-9} . Leurs résultats diffèrent de ceux de Cheng *et al.*, en ce sens que le plasma, pour une propagation en régime « stationnaire » ($v_{EMP} \equiv v_{\phi, Laser}$), ne rayonne pas perpendiculairement à l'axe de propagation dans la gamme des terahertz et que l'onde THz est évanescence. En revanche, pour une propagation en régime « transitoire », le plasma émet une impulsion THz si une condition de type Cerenkov ($v_{EMP} \equiv c/n_0 > v_{\phi, Laser}$) est satisfaite. Dans ces conditions, les auteurs prévoient que le canal de plasma émet radialement une impulsion terahertz avec une puissance de l'ordre de 0.8 W (le modèle a été appliqué aux conditions expérimentales réelles qui seront exposées dans le paragraphe § 3.3).

3.5.2 *Mise en évidence de l'émission THz par les canaux de plasma au moyen d'une détection hétérodyne*

Dans cette partie, nous mettrons en évidence expérimentalement que les structures filamenteuses peuvent générer des impulsions sub-THz cohérentes et polarisées rectilignement tout au long du canal de plasma.

3.5.2.1 *Procédure expérimentale et principe de la détection hétérodyne*

L'impulsion sub-THz émise par la structure filamenteuse créée par une impulsion laser infrarouge est détectée perpendiculairement à l'axe de propagation du laser en utilisant plusieurs détecteurs hétérodynes. La fréquence de détection peut être ajustée, en changeant l'oscillateur local, à 91 ± 3 GHz, à 94 ± 1 GHz ou 118 ± 1 GHz. On utilise deux lentilles de téflon de distances focales $f = 80$ mm, traitées anti-reflet aux longueurs d'onde considérées, de manière à imager l'émission du plasma dans le détecteur.



Le principe de la détection hétérodyne est de moduler l'onde que l'on veut mesurer avec un oscillateur local de fréquence plus basse. L'architecture du détecteur hétérodyne conçu par l'Observatoire de Paris (LERMA, Laboratoire d'Etude du Rayonnement et de la Matière Astrophysique) est représentée sur la figure 3.10. Le détecteur est constitué d'un cornet d'adaptation corrugué relié à un guide d'onde de section rectangulaire métallique (WR8) qui agit comme un polariseur sur l'onde incidente. A l'aide d'un mélangeur équilibré, on réalise une superposition entre l'onde signal et une onde sinusoïdale émise par un oscillateur de type Gunn. En sortie du mélangeur, cette superposition est détectée par un élément non linéaire, le plus souvent une diode semi-conductrice de type Schottky.

Le principe du mélangeur qui mélange deux signaux de fréquences différentes est le suivant. Le signal émis que l'on veut mesurer est donné par : $E_s = E_{s0}\cos(\omega_s t + \varphi)$. Le signal donné par l'oscillateur local est de la forme : $E_{LO} = E_{LO,0}\cos(\omega_{LO} t)$. La relation entre le courant mesuré à la sortie du mélangeur et les champs électriques respectifs est de la forme :

$$I = I_s [\exp(\alpha(E_s + E_{LO})) - 1] \cong I_s \left[\alpha(E_s + E_{LO}) + \frac{1}{2!}(\alpha(E_s + E_{LO}))^2 + \dots \right] \quad (3.4)$$

où α est une constante. Le courant I possède alors des composantes à toutes les fréquences $|m\omega_s + n\omega_{LO}|$, avec $m, n = \pm 0, 1, 2, \dots$, que l'on appelle produits d'intermodulation.

Considérant le terme quadratique de l'équation 3.4, on voit qu'il donne :

$$\begin{aligned} I &\propto (E_s + E_{LO})^2 \\ &\propto \frac{1}{2} E_s^2 [1 + \cos(2(\omega_s t + \varphi))] + E_{s0} E_{LO,0} [\cos((\omega_s - \omega_{LO})t + \varphi) + \cos((\omega_s + \omega_{LO})t + \varphi)] \\ &\quad + \frac{1}{2} E_{LO,0}^2 [1 + \cos(2(\omega_{LO} t))] \end{aligned} \quad (3.5)$$

Dans le cas général on s'intéresse uniquement au battement de la différence de fréquences $\omega_s - \omega_{LO}$. Cette nouvelle fréquence prend le nom de fréquence intermédiaire (FI). On la privilégie par un filtre accordé en sortie du mélangeur équilibré. La fréquence (FI) est ensuite amplifiée par un amplificateur FET à faible bruit (LNA), puis filtrée par un filtre passe-bande 0.1–1 GHz (pour $\omega_{LO} = 94$ ou 118 GHz) ou 0.1–3 GHz (pour $\omega_{LO} = 91$ GHz), suivant le détecteur utilisé. Le signal est ensuite réamplifié et détecté par une diode Schottky (Agilent, 8472B) associée à un filtre passe-bas.

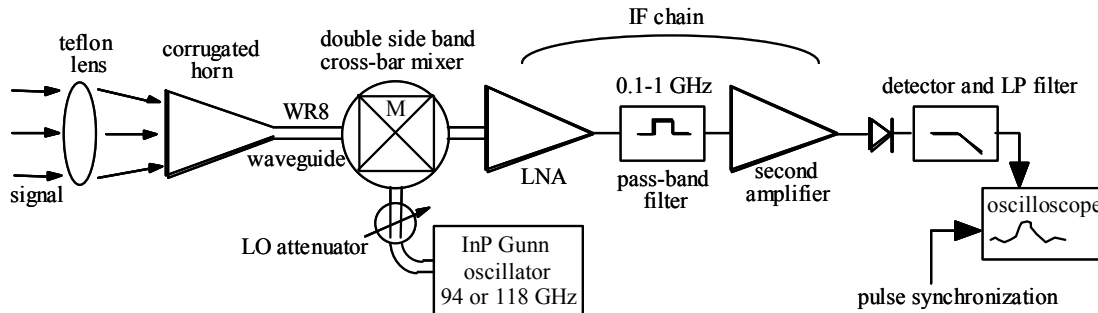


Figure 3.10 : Représentation schématique du système de détection hétérodyne.

3.5.2.2 Détection et caractérisation de l'émission le long du canal de plasma

Nous souhaitons maintenant mettre en évidence et caractériser cette émission. Le laser et la procédure expérimentale pour former un filament unique sont les mêmes que ceux présentés pour la conductivité électrique (§ 3.3). Le détecteur à 91 ± 3 GHz muni du système d'imagerie est placé perpendiculairement à l'axe de propagation du filament et déplacé à différentes distances le long de ce même axe. On trace l'intensité en fonction de la position par rapport à la lentille (voir figure 3.11, losanges). On se rend compte que l'émission est présente sur toute la longueur du canal ionisé et que l'intensité suit les mêmes variations que la densité du plasma. Ce comportement est similaire à 94 ± 1 GHz et à 118 ± 1 GHz laissant présumer que le spectre d'émission de l'impulsion électromagnétique émise par le canal de plasma est étendu.

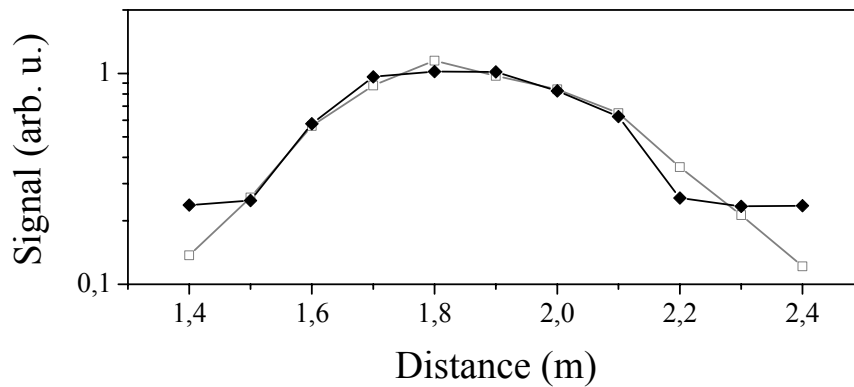


Figure 3. 11 : Comparaison entre la mesure de la conductivité du canal de plasma (carrés/courbe grise) et de l'émission sub-THz à 91 ± 3 GHz (losanges/courbe noire) tout au long de l'axe de propagation du filament. Les deux mesures ont été effectuées simultanément.

Afin de corréler les mesures radiométriques avec les mesures de conductivité, une première étude consistant à mesurer simultanément pour différentes impulsions au cours du temps les deux signaux à une distance de 170 cm de la lentille de focalisation a été effectuée. Les résultats de cette étude de fluctuation d'un tir à l'autre sont représentés sur la figure 3.12. Comme on peut le remarquer les mesures de maxima avec le détecteur hétérodyne semblent bien corrélées avec celles de la conductivité.

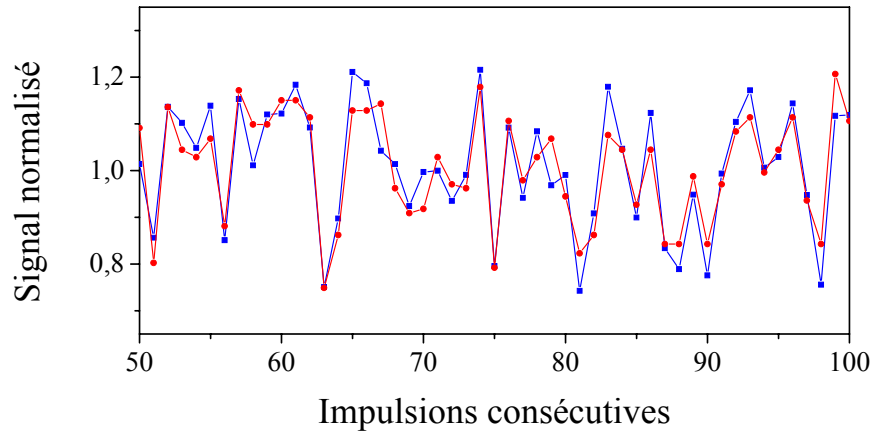


Figure 3.12 : Comparaison entre les fluctuations de la mesure de la conductivité du canal de plasma et celles de la mesures hétérodyne à 91 ± 3 GHz. Mesures à 91 ± 3 GHz effectuées avec le détecteur hétérodyne (cercles) ; Mesures de la conductivité (carrés). Ces mesures ont été effectuées à 170 cm de la lentille de focalisation.

3.5.2.3 Polarisation de l'impulsion THz

Après avoir mis en évidence l'émission THz par le canal de plasma généré par le filament, nous souhaitons à présent caractériser la polarisation de l'onde émise. Le détecteur hétérodyne est sensible à une direction de polarisation. En effet, le guide d'onde amenant l'onde détectée vers le mélangeur est à section rectangulaire. Il agit donc comme un polariseur. Nous nous sommes placés à 190 cm de la lentille de focalisation. Nous avons mesuré le signal respectivement pour une polarisation parallèle à l'axe de propagation du filament et perpendiculairement à ce même axe en pivotant le détecteur de 90° . Les résultats sont représentés dans la figure 3.13 et mettent en évidence que l'onde THz émise par le canal de plasma est polarisée linéairement suivant l'axe de propagation du filament. Ce résultat a été confirmé à une autre fréquence plus basse avec un autre détecteur à 11 ± 1 GHz (voir § 3.5.3).

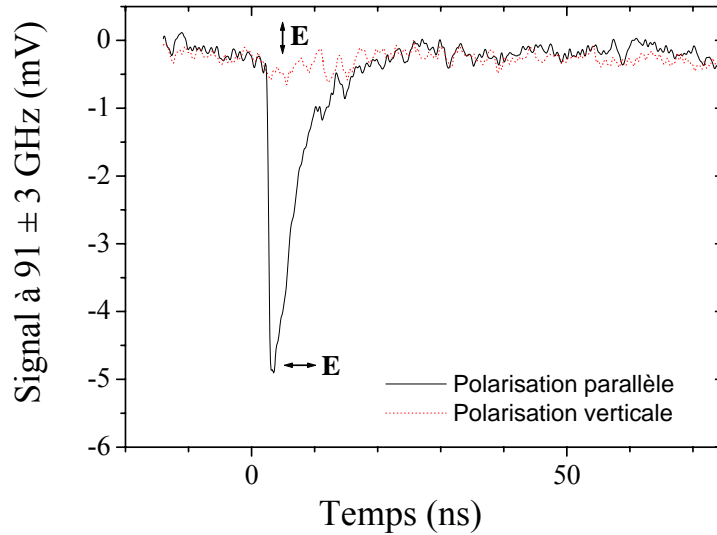


Figure 3.13 : Mesures du signal sub-THz à 91 ± 3 GHz dans le palier du filament, à $z = 190$ cm, suivant les polarisations horizontale et verticale. Le laser est polarisé horizontalement. Aucun signal significatif n'est détecté dans la polarisation verticale. L'émission sub-THz est donc polarisée suivant l'axe de propagation du laser, c'est-à-dire horizontalement.

3.5.2.4 Rayonnement dipolaire et cohérence de l'émission

Afin de caractériser le rayonnement de l'onde électromagnétique, nous avons aussi tracé le diagramme d'émission angulaire en faisant tourner le détecteur autour d'un point fixe du filament. Nous obtenons la courbe représentée figure 3.14. On observe alors deux lobes d'émission perpendiculaires à l'axe de propagation du filament avec une déviation de $\pm 10^\circ$. De plus, la source est cylindrique et l'émission est à symétrie de révolution. L'émission est caractéristique de celle d'un dipôle [3.22] confirmant ainsi l'hypothèse avancée par Cheng *et al.* [3.17].

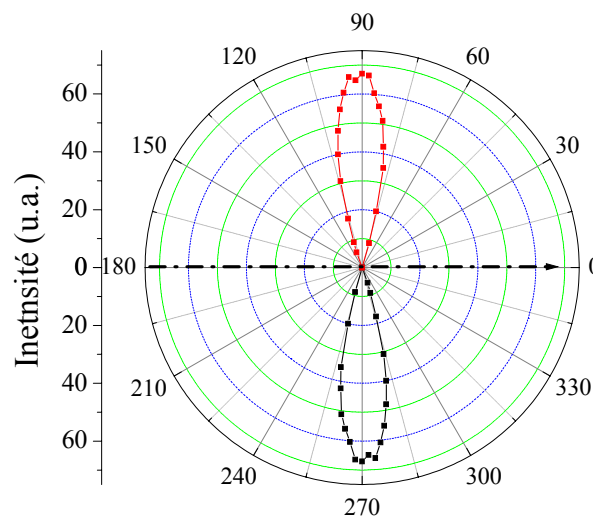


Figure 3.14 : Diagramme d'émission angulaire à 94 ± 1 GHz.

Enfin, nous avons étudié la cohérence du rayonnement. Nous avons donc créé deux filaments parallèles dans un même plan horizontal à partir d'une même impulsion laser. Les deux filaments sont espacés de $100\text{ }\mu\text{m}$. Le délai entre les deux impulsions est ajustable. Nous avons ensuite placé le détecteur hétérodyne perpendiculairement à l'axe de propagation des deux faisceaux et mesuré le signal détecté en fonction du délai (voir figure 3.15 (a)). La courbe obtenue est représentée figure 3.15 (b). Il est bien connu que deux ondes électromagnétiques cohérentes d'intensité respective I_1 et I_2 interfèrent constructivement si elles sont en phase et l'intensité détectée vaut $4 \times I_0$ (en supposant que $I_1 = I_2$). Si on regarde la courbe de l'émission sub-THz des deux filaments en fonction du délai, on se rend compte que pour un délai nul, l'émission est deux fois plus importante que la somme algébrique de l'intensité des deux filaments (droite pointillée). On peut donc conclure que l'émission sub-THz détectée est bien cohérente [3.22].

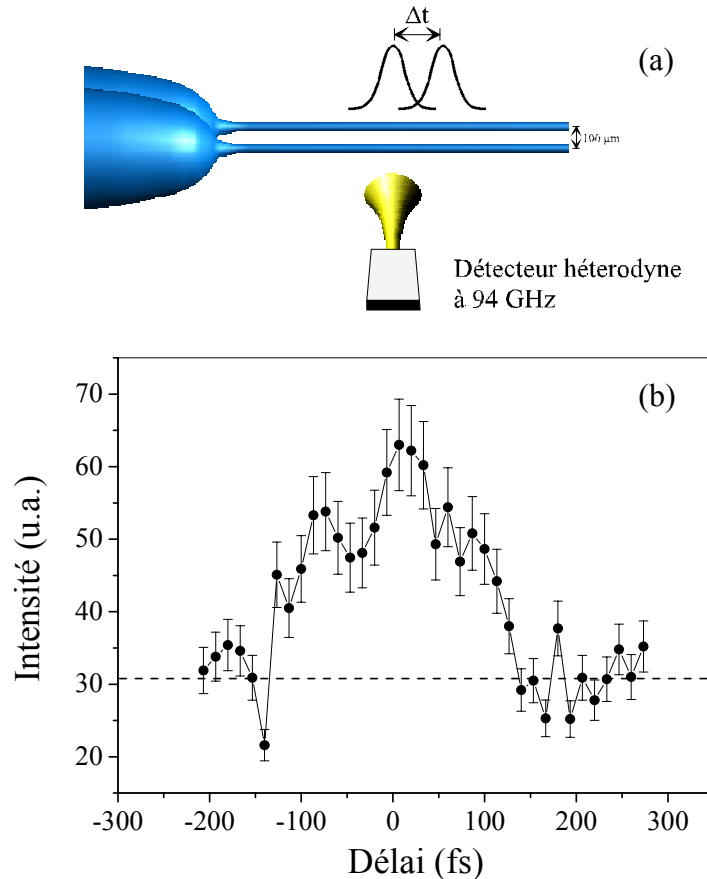


Figure 3.15 : Emission à $94 \pm 1\text{ GHz}$ de deux filaments parallèles en fonction du délai entre les deux impulsions (a). La droite pointillée représente la somme algébrique des intensités des deux filaments. Le schéma (b) représente l'expérience, les deux filaments sont espacés de $100\text{ }\mu\text{m}$.

3.5.3 *Mise en évidence du rayonnement THz à l'aide d'un bolomètre*

Nous souhaitons à présent caractériser le spectre d'émission de l'impulsion électromagnétique dans la bande des THz. Pour confirmer expérimentalement l'émission THz par le filament, des expériences complémentaires ont été effectuées avec un bolomètre sensible dans une gamme de fréquence inférieure à 6 THz. Les résultats obtenus confirment une émission dans la gamme des THz ou sub-THz.

Le dispositif expérimental est décrit dans la figure 3.16 [3.23]. Pour cette série d'expériences le laser est celui de la salle verte décrit dans le paragraphe § 3.2.1. Un iris permet de réduire les dimensions transversales du faisceau initial à un diamètre de 15 mm. L'énergie après le diaphragme est de l'ordre de 10 mJ. Un filament est obtenu en focalisant le faisceau à l'aide d'une lentille de 2 m de distance focale. Deux autres lentilles avec des distances focales plus courtes ($f = 1$ m et $f = 0,60$ m) ont été également employées de manière à obtenir des plasmas denses sur une distance de quelques centimètres. Dans ce cas ci, le faisceau initialement gaussien et de rayon 10.4 mm est focalisé en l'absence de diaphragme à iris.

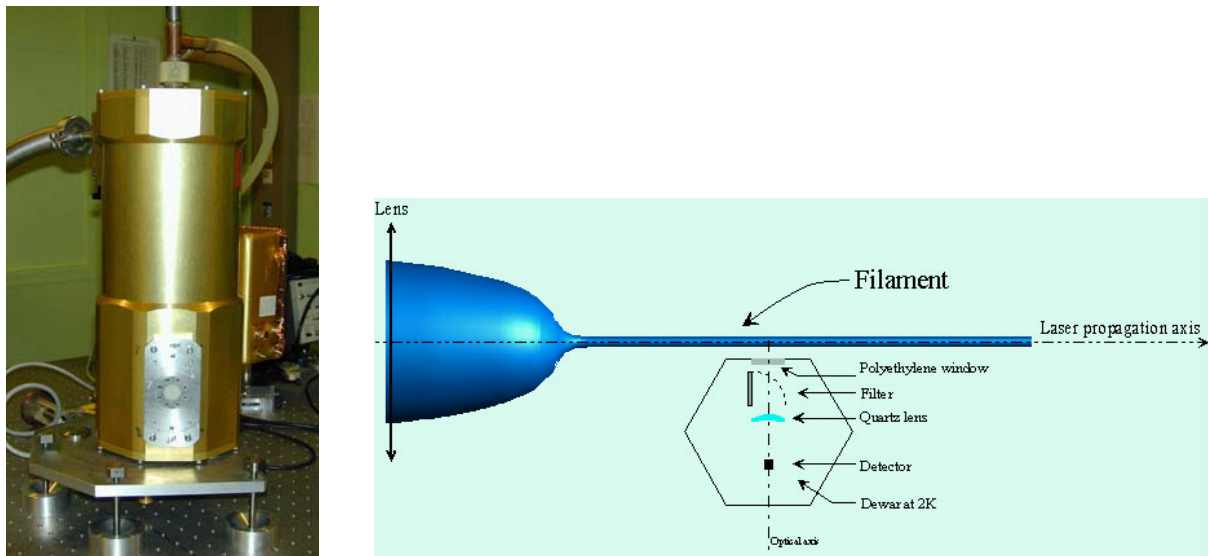


Figure 3.16 : Procédure expérimentale.

Pour mesurer la puissance émise par le canal de plasma dans la gamme des THz, on utilise un bolomètre refroidi à 4° K. Le bolomètre est placé dans le plan focal d'une lentille de quartz de 16 mm de distance focale. La bande spectrale de détection peut être ajustée en plaçant un

filtre devant le bolomètre. Le système est capable de détecter des longueurs d'onde supérieures à 50 μm , c.-à-d. des fréquences inférieures à 6 THz.

Afin de détecter l'émission du plasma, le détecteur est placé perpendiculairement à l'axe de propagation du laser à moins d'un millimètre du filament. Le détecteur peut être déplacé le long de l'axe de propagation du laser. Le rayonnement mesuré en fonction de la distance de propagation, pour les trois différents rayons de courbure initiaux est représenté dans la figure 3.17. Dans le cas où le faisceau est fortement focalisé, l'émission n'est présente que dans la région étroite autour du foyer de la lentille. En revanche, dans le cas où le faisceau est focalisé avec une ouverture numérique plus faible, l'émission se prolonge sur une distance d'environ un mètre de propagation le long du filament, avec un signal maximum au voisinage du foyer géométrique de la lentille suivi d'un plateau se prolongeant sur 70 cm environ. Dans le cas intermédiaire, l'émission s'étend de manière symétrique autour du foyer géométrique de la lentille sur quelques millimètres. La figure 3.18 représente l'évolution du signal détecté en fonction du temps dans les cas a) et b). Dans le cas a), le plasma rayonne pendant plusieurs ms. En revanche, dans le cas de la source étendue, la durée de l'émission est limitée par le temps de réponse du détecteur et est de l'ordre de 0.2 ms.

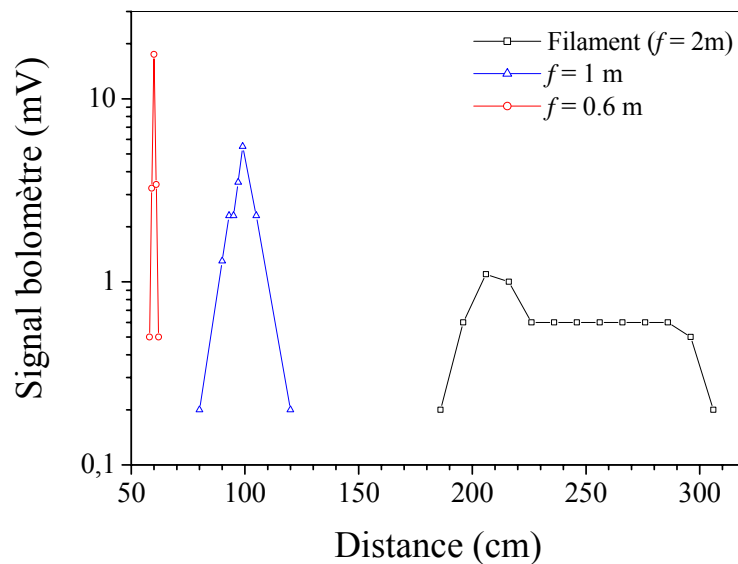


Figure 3.17 : Mesure de l'émission THz pour trois différents types de plasma obtenus respectivement avec trois lentilles différentes. Le filament est obtenu avec la lentille de plus longue distance focale $f = 2\text{ m}$.

Afin de discuter ces résultats, il est important de rappeler les caractéristiques des plasmas créés par des impulsions laser femtoseconde avec différentes convergences de faisceau. Dans

une géométrie de forte focalisation, la multiplication des électrons par avalanche produit autour du foyer géométrique un plasma localisé dense dont la densité électronique est de l'ordre de 10^{19} cm^{-3} [3.15]. En revanche, dans le cas d'une faible convergence (c.-à-d., $O.N. \geq 200$), le processus d'avalanche est faible, voire négligeable et le processus de filamentation a lieu. Le canal de plasma a une densité électronique de deux ordres de grandeur plus faible et se prolonge sur une longue distance de quelques centimètres à un mètre, voire plus. Les résultats de la figure 3.18 montrent clairement que l'émission THz provient de la colonne de plasma. Ceci confirme que cette antenne linéaire rayonne dans la gamme des THz et des sub-THz. Nous allons à présent analyser brièvement la cinétique de la décroissance du signal détecté. Le temps de relaxation de l'émission du canal de plasma généré par filamentation est limité par le temps de réponse du détecteur. En effet, le temps de recombinaison du plasma dans ce cas ci est de l'ordre de 150 ps [3.6, 3.7]. D'autre part, le plasma localisé émet pendant plusieurs ms. Nous attribuons cette plus longue émission au rayonnement thermique émis par la source plasma localisée au voisinage du foyer de la lentille. Nous avons modélisé le taux de refroidissement d'une source plasma localisée en admettant que cette source émet comme un corps noir parfait et nous avons trouvé que le temps de décroissance était semblable à celui de la figure 3.18.a, à condition que la température ionique du plasma soit de l'ordre de quelques centaines de Kelvin. Le même calcul pour le cas d'un filament exigerait que la température ionique soit beaucoup plus élevée pour reproduire la courbe de la figure 3.18.b. Cependant, des expériences de diffractométrie résolue en temps ont permis de mettre en évidence qu'en présence d'un champ électrique externe de 30 kV [3.7], la température ionique de la colonne de plasma n'est augmentée que de 100° K , en raison du chauffage par effet Joule. En l'absence de champ électrique externe, aucun chauffage par le canal de plasma n'a pu être détecté par diffractométrie résolue en temps. Par conséquent, il est peu probable que le rayonnement thermique soit à l'origine du rayonnement THz.

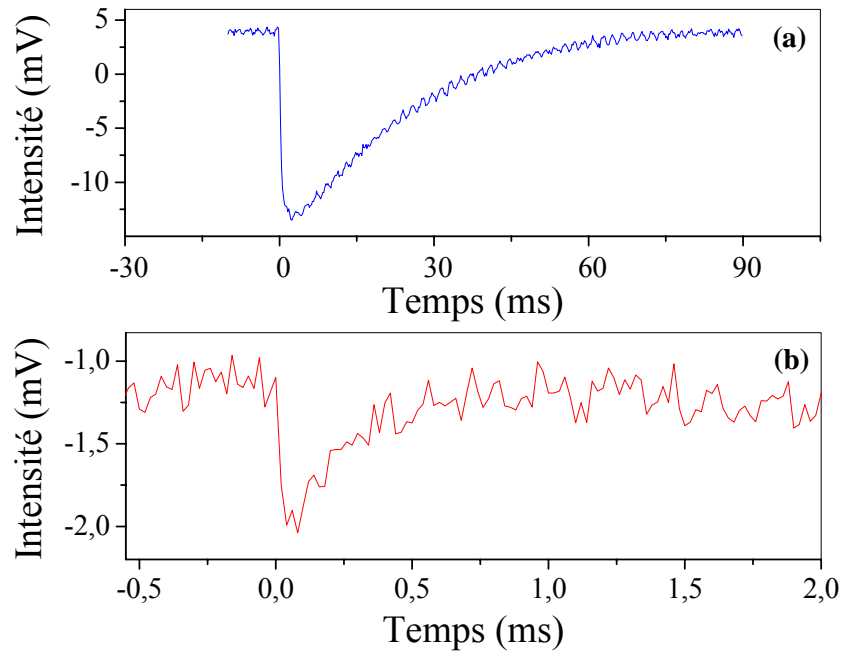


Figure 3.18 : Temps de réponse du signal obtenu pour un plasma chaud dans le plan focal d'une lentille de distance focale $f = 0.6$ m (a) et dans le filament (b).

Pour conclure, bien que les résultats obtenus n'apportent pas d'information sur les phénomènes physique à l'origine de cette émission, ils confirment tout de même que les canaux de plasma créés par la filamentation d'une impulsion laser femtoseconde émettent dans la gamme des sub-THz et des THz comme le prédisent Cheng *et al.* [3.17], et Sprangle *et al.* [3.20, 3.21].

3.5.4 Mise en évidence du rayonnement du canal de plasma dans le domaine des ondes centimétriques

Les calculs numériques effectués par Sprangle *et al.* [3.20] prévoient une émission très large bande pouvant s'étendre jusqu'à plusieurs dizaines de térahertz. Au vu de ces résultats, nous avons alors voulu explorer le spectre d'émission de l'impulsion émise par le canal de plasma. Nous avons déjà montré dans les paragraphes précédents que le rayonnement s'étend de 78 à 119 GHz et que le signal détecté à ces fréquences a environ la même amplitude. Nous allons à présent mesurer le signal émis dans la bande SHF (« SupraHigh Frequencies »), correspondant à des longueurs d'ondes de l'ordre du centimètre à l'aide d'un détecteur à 11 ± 1 GHz (voir figure 3.19.a, Observatoire de Paris, LERMA). Le détecteur est constitué d'un cornet d'adaptation en forme de pyramide, de dimension 6.7×8.0 cm, relié à un guide

d'onde de section rectangulaire métallique (1.0×2.3 cm) agissant comme un polariseur. Le signal détecté est ensuite directement amplifié par un amplificateur à faible bruit (MITEQ) puis filtré par un filtre passe bande 10-12 GHz (Micro-tronics, BPC12545). Le signal est ensuite réamplifié (MITEQ) et détecté par une diode à effet tunnel (Herotek, DT8016). Contrairement aux mesures précédentes, le signal n'a pas été modulé à une autre fréquence pour être détecté.

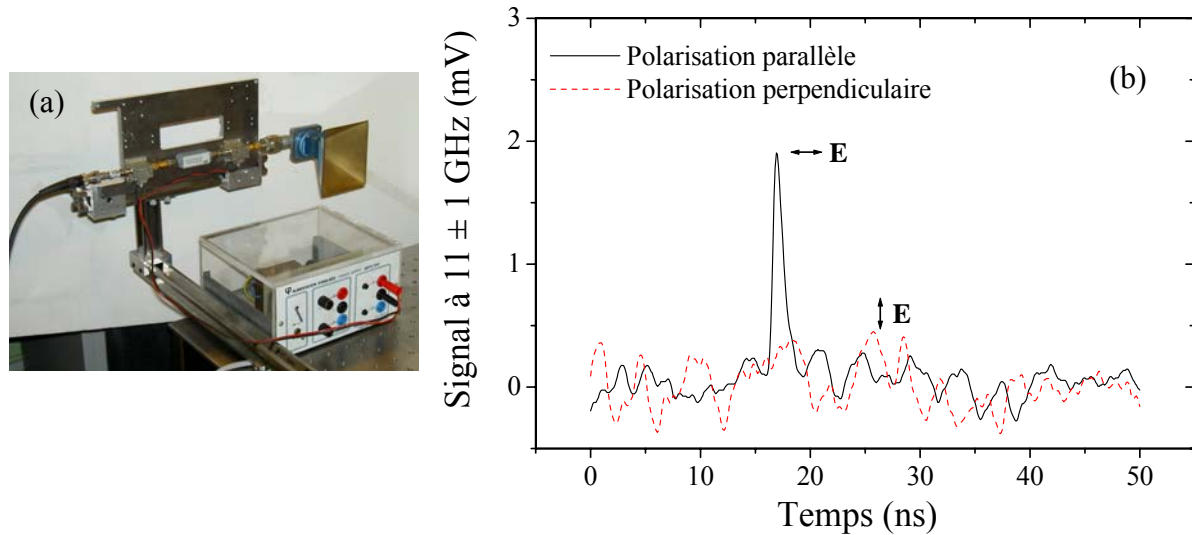


Figure 3.19 : (a) Photographie du détecteur à 11 ± 1 GHz. (b) Signal mesuré à 11 ± 1 GHz pour des polarisations respectivement parallèle et perpendiculaire à l'axe de propagation du filament. L'émission est polarisée linéairement suivant l'axe de propagation du filament.

Nous formons dans un premier temps un filament unique comme précédemment. Le détecteur est placé perpendiculairement à l'axe de propagation à 1 cm du canal de plasma et 190 cm de la lentille de focalisation. Afin de confirmer les résultats précédents à 91 ± 3 GHz, nous avons mesuré le signal respectivement pour une polarisation parallèle à l'axe de propagation du filament et perpendiculairement à ce même axe en pivotant le détecteur de 90° dans son plan. Les résultats obtenus, représentés dans la figure 3.19.b, mettent en évidence que le spectre d'émission de l'impulsion électromagnétique émise par le filament s'étend jusqu'à 10 GHz et confirme que l'émission est polarisée linéairement suivant l'axe de propagation du filament. Enfin, il faut noter que l'alignement de ce système de détection est assez simple et ne nécessite aucun système d'imagerie pour collecter l'onde émise. Il est donc tout à fait adapté pour des mesures en extérieur sur de grandes distances de propagation.

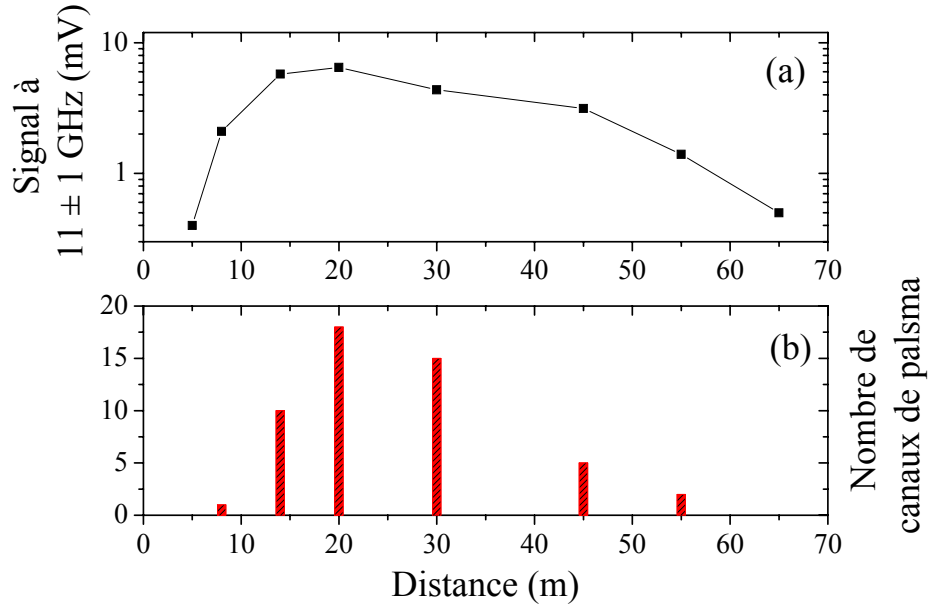


Figure 3.20 : (a) Evolution du signal à 11 ± 1 GHz en fonction de la distance de propagation. (b) Evolution du nombre de canaux de plasma présents dans le faisceau en fonction de la distance de propagation.

Afin de valider la méthode, le même protocole a été appliqué en extérieur pour des expériences sur de longues distances. Le laser utilisé pour ces expériences en extérieur est le laser Teramobile (voir § 3.1.2) et se propage en faisceau parallèle. L'énergie initiale vaut 200 mJ. La durée de l'impulsion initiale est minimum et vaut 100 fs. Le détecteur est placé perpendiculairement à l'axe de propagation du laser de manière à ce que le faisceau frôle la face d'entrée du cornet afin de collecter le maximum de signal sans perturber la mesure. L'évolution du signal en fonction de la distance de propagation est représentée dans la figure 3.20.a. Nous avons aussi représenté dans la figure 3.20.b pour les mêmes distances de propagation le nombre de canaux de plasma présents dans le faisceau. L'obtention de ce décompte est décrite en détail dans le paragraphe 3.6 et dans le chapitre 4. On se rend compte que le signal à 11 ± 1 GHz est présent sur un peu plus de 50 m de propagation et suit environ les mêmes variations que le nombre de canaux de plasma. Ces expériences nous permettent de mettre en évidence que le spectre d'émission de l'impulsion THz émise par le filament s'étend jusqu'aux ondes centimétriques et que cette émission est observable sur une très grande distance de propagation.

3.6 MESURE PAR IMPRESSION DIRECTE DU FAISCEAU SUR PAPIER PHOTOSENSIBLE

La mesure de l'intensité d'un filament est une tâche difficile même dans le cas d'un filament unique bien contrôlé en laboratoire. La méthode la plus fiable basée sur la génération d'harmoniques d'ordres élevés dans une cellule de gaz à l'aide d'un filament [3.14] nécessite une procédure très élaborée et un alignement précis. Des difficultés supplémentaires sont à prendre en compte lors de la filamentation hors du laboratoire sur de plus grandes distances de propagation. En effet, d'une part la puissance élevée initiale conduit à la formation de structures multi-filamentaires qui fluctuent en position de tir à tir et d'autre part les effets de la turbulence de l'air produisent des fluctuations de la position du faisceau laser à longue distance.

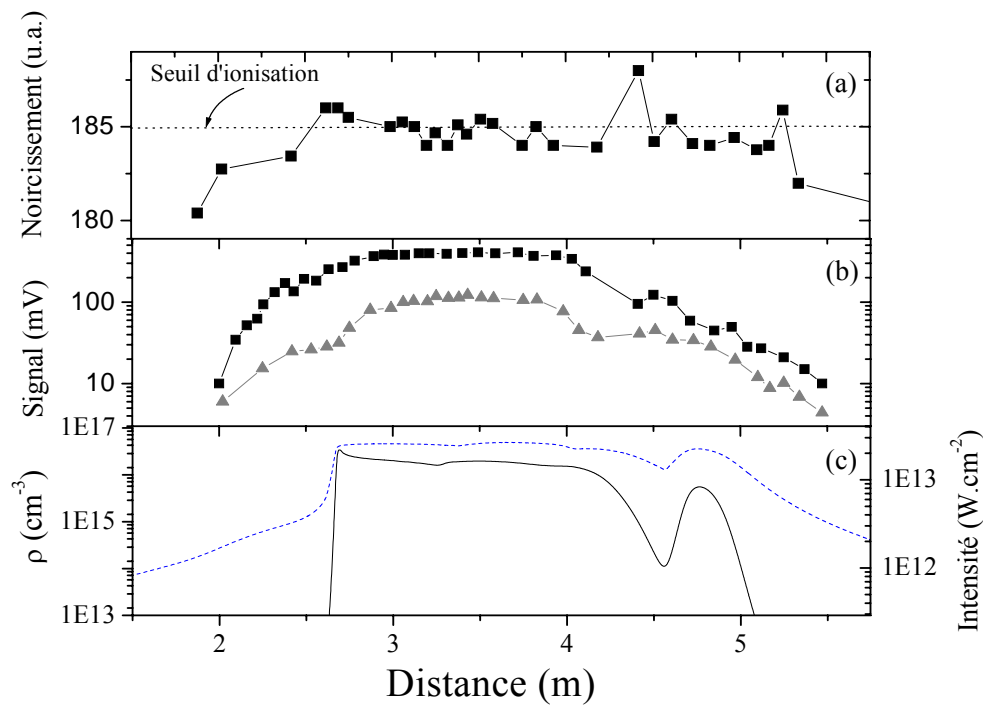


Figure 3.21 : (a) Evolution du degré de noircissement maximum du papier photosensible en fonction de la distance de propagation. (b) Conductivité électrique (carrés noirs) de l'air et tension induite dans un câble coaxial (triangles gris) mesurées tout au long de l'axe de propagation du laser. (c) Simulations numériques : La courbe continue représente l'évolution de la densité électronique maximum sur l'axe en fonction de la distance de propagation (ρ , échelle de gauche). La courbe en pointillés donne l'évolution de l'intensité dans le cœur du filament (échelle de droite)

Au vu de ces difficultés, nous avons adopté la procédure suivante. Dans un premier temps, nous mesurons la présence d'ionisation de l'air en fonction de la distance de propagation pour différentes valeurs du chirp du laser. L'ionisation multi-photonique est détectée à l'aide de deux méthodes électriques que nous allons décrire un peu plus bas. Le début de la filamentation donne une valeur précise de l'intensité laser qui est connue indépendamment de

manière expérimentale et de manière théorique par les simulations numériques. Nous avons ensuite corrélé le signal électrique mesuré correspondant à l'ionisation en fonction de la distance de propagation avec le noircissement sur un papier photographique (papier Kodak Linagraph, type 1895). Afin de confirmer cette calibration, la même procédure a été répétée en laboratoire en utilisant un filament unique bien caractérisé. Cette procédure en laboratoire sera décrite ci-dessous. Cette procédure nous permet en un seul tir de déterminer le profil en intensité d'une structure multi-filamentaire complexe à une distance donnée.

Pour la calibration du papier photographique en laboratoire nous allons procéder de la manière suivante. Le laser utilisé est celui de la salle verte. Le faisceau initial est diaphragmé par une ouverture circulaire de 7 mm de diamètre, réduit à un diamètre de 4 mm de diamètre à l'aide d'un objectif, et focalisé à une distance de 5.6 m. L'énergie initiale dans la pupille vaut 4.8 mJ. Dans un premier temps, on mesure la conductivité électrique du canal de plasma en utilisant la méthode électrique décrite dans le paragraphe § 3.3 [3.4]. On effectue les mesures pour différentes distances en déplaçant le dispositif le long de l'axe de propagation. On enregistre successivement le courant circulant dans la résistance et on obtient une courbe caractéristique d'ionisation représentée dans la figure 3.21.b (carrés noirs). Nous avons ensuite utilisé une méthode électrique plus souple qui permet de mesurer directement le signal électrique généré lorsque le filament tape sur une fine électrode en cuivre connectée à un câble coaxial relié à un oscilloscope [3.6]. Grâce à cette technique, nous avons mesuré la tension induite dans un circuit à faible inductance tout au long de la propagation (voir figure 3.21.b, triangles gris). Le canal de plasma s'étend de 2 m à 5.50 m. A titre de comparaison, nous avons aussi calculé numériquement, la longueur de la colonne de plasma ainsi que l'intensité sur l'axe correspondante pour les mêmes conditions que l'expérience (voir figure 3.21.c). Ces résultats ont été obtenus en résolvant numériquement l'équation non-linéaire de Schrödinger décrivant le comportement de l'enveloppe lentement variable du champ électrique laser. Le code numérique est ici à symétrie de révolution et inclut le temps, il est décrit en détail dans le chapitre 2. Comme on peut le remarquer dans la figure 3.21.c, l'apparition de l'ionisation est très raide et peut être assimilée à un phénomène de seuil. Ce seuil d'ionisation est atteint pour des intensités laser de l'ordre de $10^{13} \text{ W cm}^{-2}$ et correspond à un signal électrique de 10 à 30 mV dans le câble coaxial. Nous avons enregistré le profil du faisceau laser à l'aide du papier photosensible pour des tirs uniques pour les mêmes points sur l'axe de propagation du filament. Les impacts sur le papier photographique ont été ensuite numérisés et le maximum du noircissement du papier a été tracé en fonction de la distance de

propagation (voir figure 3.21.a). La valeur du noircissement correspondant au seuil d'ionisation est donnée aux extrémités du canal de plasma, à $z = 2.6$ m et à $z = 5.1$ m. Cela correspond à une valeur d'environ 185 (en unité arbitraire) pour le noircissement du papier photosensible. Cette valeur est adoptée comme étant la valeur minimum pour laquelle il y a présence d'ionisation de l'air pour les expériences sur de longues distances. Au-delà de cette valeur le papier photosensible est en régime saturé.

La même procédure concernant les mesures électriques et les expositions du papier photosensible a été appliquée en extérieur pour des expériences sur de longues distances pour deux chirps laser différents. Le laser utilisé pour ces expériences en extérieur est le laser Teramobile (voir § 3.1.2). L'énergie initiale vaut 190 mJ. Dans un premier temps, on mesure la conductivité électrique du canal de plasma en utilisant la méthode décrite dans le paragraphe précédent pour une impulsion étirée à 0.2 ps (voir figure 3.22, carrés gris). Pour cette durée d'impulsion, les filaments observés sont assez stables en position d'un tir à l'autre et peuvent ainsi être suivis sur plus d'une dizaine de mètres de propagation. Pour la même durée d'impulsion, nous avons reporté, en fonction de la distance de propagation, les valeurs du noircissement obtenues à partir des surintensités sur le papier photographique (voir figure 3.22, triangles noirs). Afin d'estimer le noircissement correspondant au seuil d'ionisation, nous avons reporté la dernière valeur du plateau du signal électrique suivant le degré de noircissement à la même distance. La valeur obtenue vaut 185 en unités arbitraires, ce qui est compatible avec la valeur estimée en laboratoire.

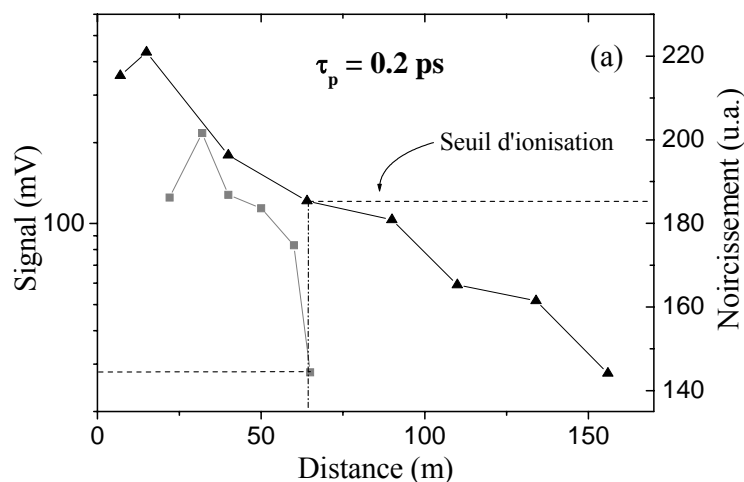


Figure 3.22 : Comparaison entre le degré de noircissement du papier photographique (triangles noirs, échelle de gauche) et la conductivité électrique (carrés gris, échelle de droite) pour une impulsion étirée à 0.2 ps.

Nous avons aussi mesuré le signal électrique pour une impulsion initiale dont la durée a été étirée à 2.4 ps. Dans ce cas, l'étude du faisceau se fait sur une grande distance de propagation, les fluctuations en position deviennent beaucoup plus importantes et les mesures de conductivité électrique beaucoup moins fiables. Pour cela, nous avons utilisé la seconde méthode électrique décrite précédemment qui consiste à mesurer le signal électrique généré lorsque le filament tape sur une fine électrode en cuivre connectée à un câble coaxial. L'évolution du signal en fonction de la distance de propagation est représentée dans la figure 3.23.a. Le signal mesuré est représenté dans la figure 3.23.b. Comme précédemment, pour la même durée d'impulsion, nous avons reporté, en fonction de la distance de propagation, les valeurs du noircissement obtenues à partir des surintensités sur le papier photographique. Nous avons montré précédemment que le seuil d'ionisation était atteint pour un signal électrique de 10mV environ. Cette valeur correspond à un degré de noircissement d'environ 188 en unité arbitraire, comme nous pouvons le remarquer dans la figure 3.23.a. Cette valeur est en bon accord avec les résultats précédemment obtenus. Nous avons par conséquent utilisé la méthode de noircissement du papier comme une technique pour caractériser les figures multi-filamentaires pour différentes valeurs de chirps initiaux tout au long de la propagation du faisceau laser.

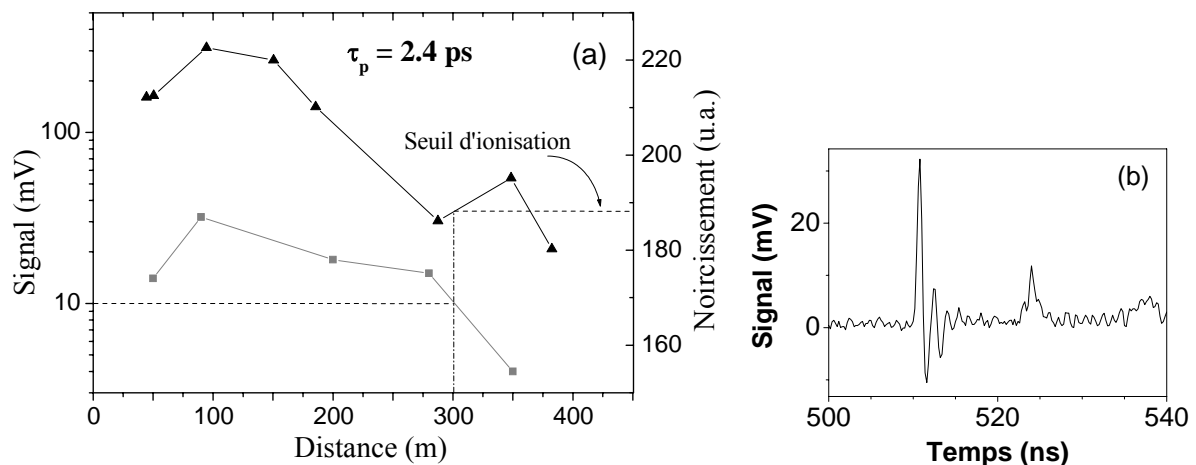


Figure 3.23 : (a) Comparaison entre le degré de noircissement du papier photographique (triangles noirs, échelle de gauche) et le signal électrique mesuré avec un câble coaxial (carrés gris, échelle de droite) pour une impulsion étirée à 2.4 ps. (b) Représentation du signal électrique mesuré après 100 m de propagation du faisceau laser dans l'air avec le câble coaxial en fonction du temps. Le second rebond à 525 ns correspond à un bruit non synchrone du laser.

3.7 CONCLUSION DU CHAPITRE 3

En conclusion, nous avons tout d'abord mis en évidence la présence d'une colonne de plasma conductrice sur plus d'un mètre tout au long d'un filament créé avec une puissance proche de la puissance critique en mesurant le changement de résistivité de l'air à l'aide de deux électrodes chargées. Cette méthode permet de remonter à la densité électronique du plasma avec une valeur très proche de la valeur calculée numériquement. Cette méthode est robuste et simple à mettre en œuvre. Néanmoins, les électrodes étant placées sur le trajet du filament, la mesure peut perturber la propagation du filament. De ce fait, des méthodes non invasives basées sur l'imagerie des émissions secondaires provenant du canal de plasma ou du filament ont été développées et permettent de valider cette méthode. La seconde technique consistait à mesurer le spectre de luminescence des molécules d'azotes excitées, préalablement ionisées par absorption multi-photonique. L'évolution de l'intensité de la luminescence au cours de la propagation sous forme de filament suit les mêmes variations que les mesures de conductivité électrique, et donc les mêmes variations que la densité de charge dans le canal de plasma.

Nous avons aussi mis en évidence pour la première fois expérimentalement qu'un filament créé par une impulsion femtoseconde intense pouvait émettre un rayonnement électromagnétique dans la gamme des THz. En effet, l'émission sub-THz est présente tout au long de la propagation du filament. La source a donc une dimension latérale d'environ 100 μm et une dimension longitudinale pouvant aller jusqu'à plusieurs dizaines de mètres suivant le laser utilisé. De plus cette émission est cohérente et polarisée linéairement suivant l'axe de propagation du laser. Le développement de telles sources a un intérêt certain pour des applications de spectroscopie ou d'imagerie non invasive dans les milieux de la biologie, de la médecine ou de la microélectronique.

Enfin, au vu des difficultés à mettre en évidence les canaux de plasma sur de longues distances de propagation, nous avons développé une méthode simple basée sur l'impression directe du faisceau laser sur un papier photographique pré-exposé. Cette méthode nous permet en un seul tir de déterminer à une distance donnée l'ensemble du profil en intensité d'un motif multi-filamentaire.

REFERENCES

- [3.1] J. Kasparian, R. Sauerbrey, S. L. Chin, *The critical laser intensity of self-guided light filaments in air*, Applied Physics B **71**, 877-879 (2000).
- [3.2] A. Braun, G. Korn, X. Liu, D. Du, J. Squier, and G. Mourou, Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air, Optics Letters **20**, 73-75 (1995).
- [3.3] E.T.J. Nibbering, P.F. Curley, G. Grillon, B. S. Prade, M. A. Franco, F. Salin and A. Mysyrowicz, *Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air*, Optics Letters **21**, N°1, january 1996, p. 62-64.
- [3.4] S. Tzortzakis, M Franco, Y.-B. André, A. Chiron, B. Lamouroux, B. S. Prade and A. Mysyrowicz, *Formation of a conducting channel in air by self-guided femtosecond laser pulses*, Physical Review E **60**, R3505-R3507 (1999).
- [3.5] H. Schillinger, R. Sauerbrey, *Electrical conductivity of long plasma channels in air generated by self-guided femtosecond laser pulses*, Appl. Phys. B **68**, 753–756 (1999).
- [3.6] H.D. Ladouceur, A.P. Baronavski, D. Lorhmann, P.W. Grounds, P.G. Girardi, *Electrical conductivity of femtosecond laser generated plasma channel in air*, Opt. Commun. **189** (2001), p.p. 107-111.
- [3.7] S. Tzortzakis, B. Prade, M. Franco, and A. Mysyrowicz, *Time-evolution of the plasma channel at the trail of a self-guided IR femtosecond laser pulse in air*, Opt. Commun. **181**, 123 (2000).
- [3.8] A. Talebpour , S. Petit, S.L. Chin, *Re-focusing during the propagation of a focused femtosecond Ti:Sapphire laser pulse in air*, Opt. Com. **171**, 285-290 (1999).
- [3.9] La Fontaine, B., F. Vidal, Z. Jiang, C. Y. Chien, D. Comtois, A. Desparois, T. W. Johnson, J.-C. Kieffer et H. Pépin, *Filamentation of ultrashort pulse laser beams resulting from their propagation over long distances in air*, Physics of plasmas **6**, 1615-1621 (1999).
- [3.10] A. Iwasaki , N. Aközbek , B. Ferland, Q. Luo, G. Roy, C.M. Bowden, S.L. Chin, *A LIDAR technique to measure the filament length generated by a high-peak power femtosecond laser pulse in air*, Appl. Pys. B, **76**, 231-236 (2003).
- [3.11] D. Steickland, G. Mourou, Optics Communications **56**, 219 (1985).
- [3.12] P. Maine, D. Streickland, P. Bado, M. Pessot, G. Mourou, IEEE Journal of Quantum electronics **24**, 398 (1988).

- [3.13] L. B. Loeb, *Basic Processes of Gaseous Electronics*, University of California Press, Berkley, p. 618 (1960).
- [3.14] H. R. Lange, A. Chiron, J.-F. Ripoche, A. Mysyrowicz, P. Breger, P. Agostini, *High-order harmonic generation and quasi-phase matching in xenon using self-guided femtosecond pulses*, Phys. Rev. Lett. **81**, N°8 1611-1613 (1998).
- [3.15] A. Proulx, A. Talebpour, S. Petit, S.L. Chin, *Fast pulsed electric field created from the self-generated filament of a femtosecond Ti:Sapphire laser pulse in air*, Optics Communications **174**, p. 305-309 (2000).
- [3.16] H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon, W. White, and R. W. Falcone, Phys. Rev. Lett. **71**, 2725 (1993).
- [3.17] C.-C. Cheng, E. M. Wright, J. V. Moloney, *Generation of Electromagnetic Pulses from Plasma Channels Induced by Femtosecond Light Strings*, Phys. Rev. Lett. **87**, 213001 (2001).
- [3.18] V. T. Tikhonchuk, Phys. Rev. Lett. **89**, 209301 (2002).
- [3.19] G. Shvets, I. Kaganovich, E. Startsev, Phys. Rev. Lett. **89**, 139301 (2002).
- [3.20] P. Sprangle, J. R. Peñano, B. Hafizi, A. Ting, D. F. Gordon, C. A. Kapetanakis, *Ultrashort laser pulses and electromagnetic pulse generation in air and on dielectric surfaces*, Pys. Rev. E 69 (6), 066415 (2004).
- [3.21] J. R. Peñano, P. Sprangle, B. Hafizi, A. Ting, D. F. Gordon, C. A. Kapetanakis, *Propagation of ultra-short, intense laser pulses in air*, Phys. Plasmas **11** (5), 2865-2874 (2004).
- [3.22] S. Tzortzakis, G. Méchain, G.-B. Patalano, Y.-B. André, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, J.-M. Munier, M. Gheudin, G. Beaudin, P. Encrenaz, *Coherent sub-THz radiation from Femtosecond infrared filaments in air*, Opt. Lett. **27**, 1944 (2002).
- [3.23] G. Méchain, S. Tzortzakis, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, B. Leriche, *Calorimetric detection of THz radiation from femtosecond filaments in air*, Appl. Phys. B **77**, 707-709 (2003).

CHAPITRE 4 :
CONTROLE DE LA LONGUEUR DES CANAUX DE PLASMA CREES PAR
DES FILAMENTS FEMTOSECONDES



4. CONTROLE DE LA LONGUEUR DES CANAUX DE PLASMA CREES PAR DES FILAMENTS FEMTOSECONDES

4.1 INTRODUCTION

Au vu des nombreuses applications longues portées envisageables [4.1-4.16], l'étude de la propagation non linéaire des impulsions laser femtosecondes de forte puissance dans l'atmosphère est cruciale. Un des aspects les plus importants concerne la longueur maximum sur laquelle les canaux de plasma subsistent. Pour des expériences de propagation horizontale, la longueur de filamentation dépasse plusieurs centaines de mètres [4.6]. En propagation verticale, les auteurs suggèrent même une propagation autoguidée sur plusieurs kilomètres [4.1, 4.18]. Ces expériences nécessitent une puissance laser bien supérieure à la puissance critique. Il a été montré par différents groupes que le faisceau se structure en plusieurs sous pupilles donnant naissance à une filamentation multiple [4.18-4.20]. Un modèle a été développé pour expliquer ce comportement, mais très peu de comparaisons entre les expériences et les simulations numériques ont été effectuées. Ce modèle prévoit que lorsque la multi-filamentation se produit, un nombre N de filaments apparaît sur les irrégularités inévitables du faisceau avec $N \sim P/P_{cr}$ [4.18-4.20]. Chacun des filaments du faisceau possède les mêmes caractéristiques et contient la même énergie. Lorsque la puissance d'un filament individuel passe en dessous de P_{cr} , celui-ci diffracte et restitue la majeure partie de son énergie à un réservoir commun d'énergie laser entourant tous les filaments. Il en résulte au cours de la distance de propagation un nombre décroissant de filaments jusqu'à ce que la puissance totale du faisceau devienne inférieure à la puissance critique. Néanmoins, comme nous allons le voir dans la première partie, il est possible d'augmenter la longueur d'un filament unique en produisant indépendamment plusieurs filaments avec une énergie plus faible et de les connecter entre eux. Le contrôle de la distance de propagation filamentée s'effectue alors en modifiant la localisation sur l'axe de propagation des foyers non linéaires où chaque filament débute.

4.2 CONCATENATION DE DEUX FILAMENTS

4.2.1 Introduction

Dans cette partie, nous souhaitons connecter deux filaments créés dans l'air à partir de deux impulsions laser IR femtosecondes identiques afin de créer un filament unique plus long. La localisation de chaque filament est ajustée de telle manière qu'ils soient séparés, mais alignés sur le même axe de propagation. On mesure la longueur des filaments en fonction du délai entre les deux impulsions.

4.2.2 Procédure expérimentale

Pour nos expériences, nous avons utilisé un laser Ti : Saphir amplifié produisant des impulsions de 120 fs, à 800 nm avec une énergie pouvant aller jusqu'à 30 mJ et, avec un taux de répétition de 10 Hz (voir chapitre 3, § 3.2). Le dispositif expérimental est décrit sur la figure 4.1. Le diaphragme est réglé de manière à avoir un faisceau initial de 15 mm de diamètre. L'impulsion initiale est divisée en deux sous impulsions de même énergie (4 mJ), à l'aide d'un interféromètre de type Michelson. Ensuite, on place dans chacun des bras de l'interféromètre deux lentilles dont les distances focales respectives sont 3 m et 4 m. Le Michelson est réglé pour que les deux impulsions soient colinéaires. De cette manière, chaque impulsion crée son propre filament et les deux canaux de plasma sont séparés d'environ 10 cm. Les impulsions devraient interagir mutuellement l'une sur l'autre même lorsqu'elles ne sont pas envoyées simultanément. Afin de contrôler l'interaction entre les deux filaments, un délai ΔT entre les impulsions est introduit au moyen d'une ligne à retard placée sur l'un des bras du Michelson. De plus, on a placé sur le chemin de l'impulsion B une lame demi-onde à 45° (voir figure 4.1) afin de croiser les deux polarisations pour éviter toutes interférences et donc toutes perturbations sur chacun des deux filaments. En effet, dans le cas où les deux faisceaux interfèrent, la surface d'onde est structurée avec un lobe central plus intense et cela peut donner lieu à une multi-filamentation de la première impulsion. Ces interférences doivent donc être évitées pour réaliser la concaténation. Comme nous le verrons plus bas l'inter-modulation de phase (présente uniquement pour des impulsions polarisées orthogonalement) joue un rôle important dans ce phénomène. L'impulsion (A) est polarisée suivant l'axe x et focalisée avec la lentille de plus courte focale. L'impulsion (B) est polarisée suivant l'axe y et focalisée avec la lentille de plus longue focale. Nous adoptons la convention suivante : le délai ΔT est positif lorsque l'impulsion B est envoyée en premier.

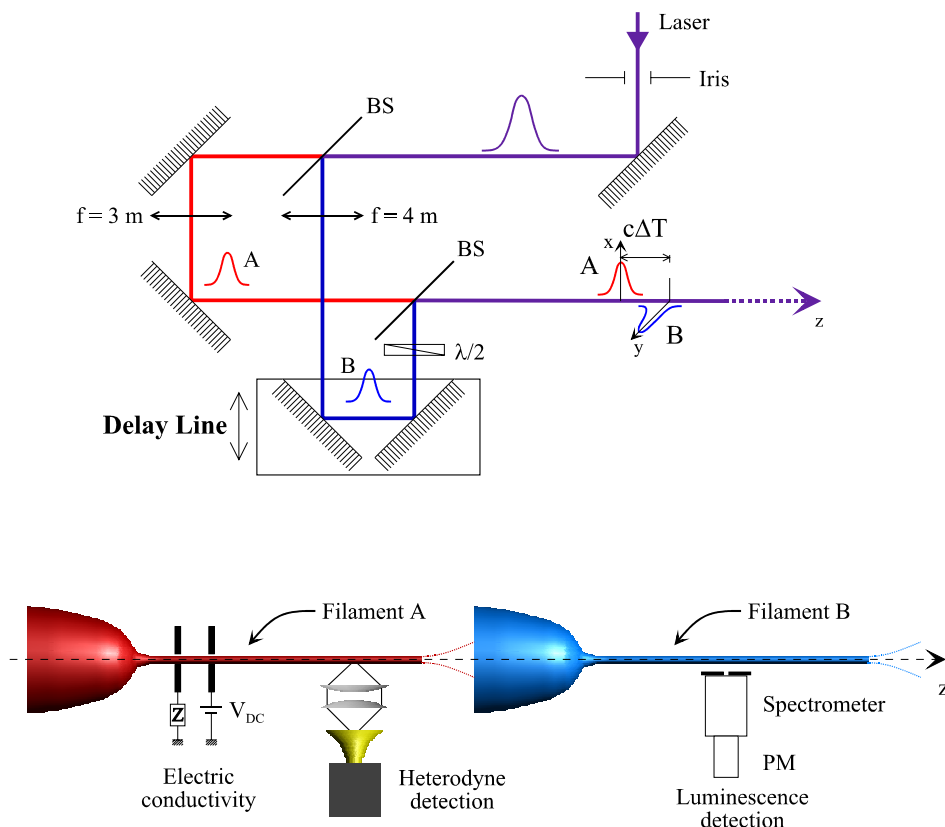


Figure 4.1 : Représentation schématique de la procédure expérimentale. Afin de contrôler l'interaction entre les deux filaments, un délai ΔT entre les impulsions est introduit au moyen d'une ligne à retard placée sur l'un des bras du Michelson. La mise en évidence des canaux de plasma est réalisée à l'aide de la mesure de la conductivité, de la mesure de l'émission THz, et de la mesure du spectre de luminescence des molécules d'azote excitées. BS, lame séparatrice ; PM, photomultiplicateur.

Nous nous sommes rendu compte que pour un délai spécifique de $\Delta T \approx +100$ fs entre les deux impulsions, un filament unique et plus long était obtenu. Cette connexion est alors caractérisée par l'apparition d'un continuum de fréquences à la sortie du deuxième filament. Pour étudier et caractériser ce phénomène nous avons utilisé plusieurs méthodes.

4.2.3 *Mise en évidence de la concaténation de deux canaux de plasma : Résultats*

4.2.3.1 *Mesure de la conductivité électrique*

Nous avons utilisé trois méthodes complémentaires pour diagnostiquer ce phénomène. La première méthode consiste à mesurer la résistivité de l'air (voir chapitre 3) reliée à la densité électronique de la colonne de plasma tout au long de la propagation des deux impulsions [4.21]. Deux électrodes en cuivre percées de deux petits orifices en leur centre sont placées sur le chemin du filament. Elles sont espacées de 3 cm et une différence de potentiel de 1000 V leur est appliquée. En présence du filament, le circuit électrique est fermé. On effectue les mesures pour différentes distances en déplaçant le dispositif le long de l'axe de propagation.

On enregistre le courant circulant dans le circuit par une résistance de 8.2 k Ω , pour chacun des deux filaments puis pour les deux filaments ensemble à différents délais. Ces mesures sont effectuées pour trois délais différents entre les deux impulsions : -100 fs, synchrone (0 fs) et + 100 fs. Chacune des deux impulsions forme un canal ionisé distinct dont la densité électronique reste à peu près constante sur 1 m environ. La densité électronique a été estimée auparavant et vaut entre 10^{16} et 10^{17} e $^-$ /cm 3 [4.15, 4.21].

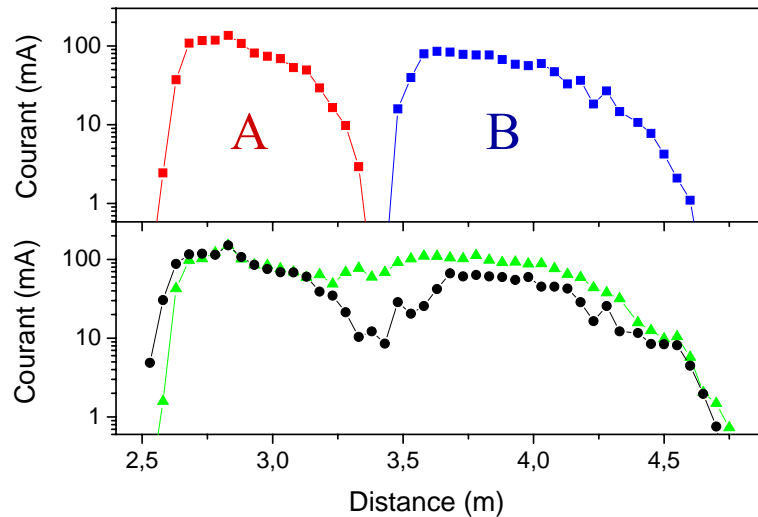


Figure 4.2 : Mesure électrique pour la double impulsion. Les courbes en petits carrés représentent les deux filaments se propageant seuls. Les courbes avec les cercles et les triangles représentent l'interaction entre les deux filaments respectivement pour un délai nul et pour un délai de +100 fs.

Les résultats de la figure 4.2 montrent bien que les deux filaments sont bien séparés, il n'y a pas de recouvrement entre eux. Si les deux impulsions sont envoyées simultanément, les deux filaments ne sont pas connectés, on observe toujours distinctement la forme des deux canaux de plasma reliés par un canal ionisé moins intense qui est un ordre de grandeur plus faible que le palier du filament lui-même. De plus, pour des délais quelconques entre les deux impulsions, on ne détecte pas la présence d'ionisation entre les deux filaments. En revanche, lorsqu'on introduit une avance de $\Delta T \approx 100$ fs à l'impulsion (B) par rapport à l'impulsion (A), les deux colonnes de plasma fusionnent pour ne former plus qu'un seul filament avec une densité électronique à peu près constante sur toute sa longueur. Les deux impulsions interagissent à la fin du premier filament et prolongent la propagation autoguidée jusqu'au deuxième filament. De plus, on se rend compte que pour ce délai spécifique, le deuxième filament se trouve prolongé de 10 cm environ.

4.2.3.2 Mesure de l'émission sub-THz

Une autre méthode permettant de mesurer la longueur des canaux de plasma consiste à mesurer le rayonnement émis dans la gamme des THz. Comme nous l'avons montré précédemment, le filament est une source cohérente étendue THz [4.10-4.12]. Cette émission résulte d'une séparation de charges à l'intérieur du canal ionisé du filament formant ainsi un dipôle. Ce dipôle émet à la fréquence plasma dans la gamme des THz. L'impulsion sub-THz émise par la structure filamentaire est détectée perpendiculairement à l'axe de propagation du laser en utilisant un détecteur hétérodyne.

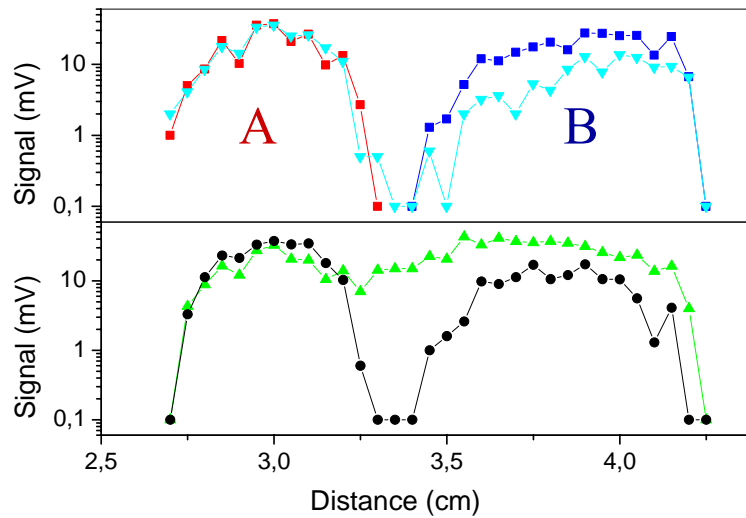


Figure 4.3 : Mesure à 94 ± 1 GHz pour la double impulsion. Les courbes en petits carrés représentent les deux filaments se propageant seuls. Les courbes avec les cercles et les triangles représentent l'interaction entre les deux filaments respectivement pour un délai nul et pour un délai de +100 fs.

Comme nous l'avons vu plus en détail dans le chapitre 3 et dans la réf. [4.13], le signal obtenu avec le détecteur hétérodyne à différentes distances le long de l'axe de propagation est proportionnel à la densité électronique du canal de plasma. Cette méthode non invasive nous permet ainsi d'avoir un diagnostic complémentaire pour mettre en évidence le phénomène de concaténation. Les mesures présentées dans la figure 4.3 ont été effectuées à 94 ± 1 GHz. La longueur des canaux de plasma mesurée avec cette méthode semble un peu plus courte. De plus, pour un délai nul entre les deux impulsions, les deux canaux de plasma restent bien séparés. Aucun canal de plus faible densité émettant des THz ne relie les deux canaux de plasma. Ceci est dû au fait que cette méthode est moins sensible. En revanche, pour un délai de +100 fs entre les deux impulsions, la concaténation est confirmée. Un canal de plasma continu unique d'une longueur deux fois plus importante est formé.

4.2.3.3 Mesure du spectre de luminescence des molécules d'azote excitées et ionisées

La longueur totale des canaux de plasma et, plus généralement, l'interaction entre l'impulsion A et l'impulsion B a été aussi étudiée en mesurant l'intensité du spectre de luminescence des molécules d'azote atmosphérique (voir chapitre 3) [4.22] pour différents délais entre les deux impulsions et en fonction de la distance de propagation. Cette technique est assez sensible et nous permet d'observer les variations d'intensités du plasma. Bien que la résolution spatiale soit limitée par la surface de la fente d'entrée, cette ouverture nous permet de bien collecter la lumière émise par le plasma. Pour effectuer nos mesures nous avons centré le monochromateur sur l'une des raies de l'azote excité à 337.1 nm. L'intensité du signal a été enregistrée pour chacun des deux filaments en déplaçant le détecteur le long de l'axe de propagation.

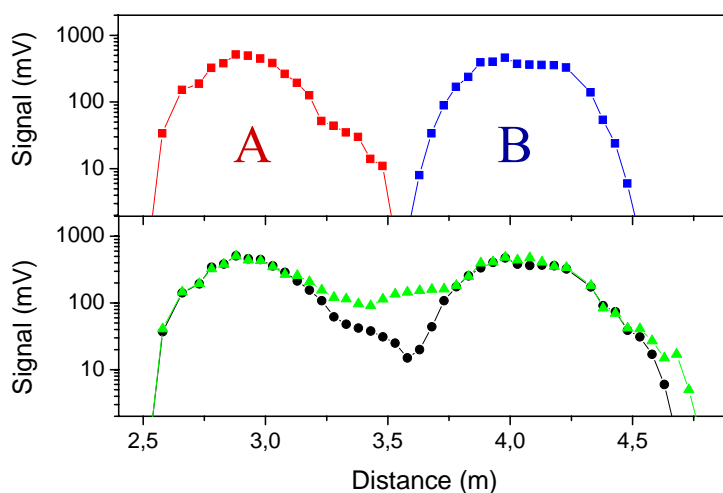


Figure 4.4 : Mesure de la luminescence des molécules d'azote excité en fonction de la distance de propagation. Les courbes en petits carrés représentent les deux filaments se propageant seuls. Les courbes avec les cercles et les triangles représentent l'interaction entre les deux filaments respectivement pour un délai nul et pour un délai de +100 fs.

La figure 4.4 confirme que les deux canaux de plasma ne se recoupent pas lorsque les deux impulsions sont envoyées indépendamment. Lorsque les deux impulsions sont envoyées simultanément les deux canaux sont faiblement connectés. Un signal d'une intensité plus faible est détecté dans la région entre les deux filaments. Ceci implique que chacun des canaux de plasma est relié par un canal d'une densité électronique environ dix fois plus faible que celle obtenue dans un filament. De plus, en faisant varier le délai entre les deux impulsions, on observe toujours pour un délai de $\Delta T = +100$ fs (courbe en triangle figure 4.4) que les canaux de plasma se connectent. Ainsi, nous trouvons que l'impulsion B doit être en

avance de 100 fs par rapport à l'impulsion A pour obtenir une colonne de plasma continue avec une densité électronique à peu près constante.

4.2.3.4 *Dégâts sur une lame de verre*

Une preuve supplémentaire pour mettre en évidence l'interconnexion entre les deux canaux de plasma serait de mesurer le profil d'intensité dans la région entre les deux filaments. Néanmoins, l'intensité étant extrêmement élevée, $I \sim 10^{13} \text{ W cm}^{-2}$, nous avons adopté une méthode indirecte pour visualiser le profil en intensité du faisceau filamenté. On place perpendiculairement à l'axe de propagation entre les deux filaments (à 3.50 m) une lame de verre (BK7). Le filament interagit sur la surface du matériau et crée une plume de plasma. On crée ainsi des dégâts en surface. Nous avons exposé l'échantillon pendant 600 tirs environ de manière à obtenir un dégât en surface marqué pour chaque délai entre les deux impulsions initiales. L'échantillon est déplacé après chaque accumulation. Nous avons représenté les dégâts observés au microscope optique ($\times 10$) pour trois différents délais. L'observation ultérieure des dommages occasionnés sur la lame de verre met en évidence une fois de plus l'interconnexion des canaux de plasma. Mais cette connexion n'a lieu que pour un délai spécifique, $\Delta T = +100 \text{ fs}$, entre les impulsions comme le montre la figure 4.5. Le filament ayant une intensité très importante crée des dommages en surface et dans le volume de la lame, alors que pour les autres délais, les dommages sont beaucoup plus localisés et moins importants. Pour des délais de +25 fs et de +175 fs, ils ont des dimensions latérales respectives de 100 μm et de 50 μm . En revanche, pour un délai de +100 fs, la dimension du dommage est la plus importante et atteint 360 μm de largeur. Il faut noter que la génération des dommages en surface est un phénomène hautement non linéaire, et que l'information que nous en tirons est par conséquent purement qualitative. Enfin, les dimensions et la forme du dommage dans la région d'interconnexion est à peu près la même le long de l'axe de propagation entre 2.5 et 4.5 m.

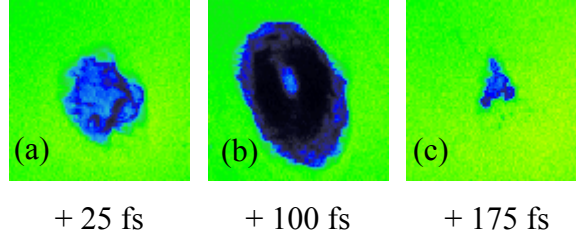


Figure 4.5 : Observation au microscope optique des dégâts en surface sur une lame de silice pour différents délais et une accumulation de 600 tirs. La lame est placée à $z = 3.5$ m, dans la région d'interconnexion entre les deux filaments. Un filament intense est obtenu uniquement pour $\Delta T = +100$ fs générant un important dommage (b). Des dommages moins importants sur lame sont observés pour d'autres délais : (a) $\Delta T = +25$ fs, (c) $\Delta T = +175$ fs.

4.2.3.5 Mesure du centre de gravité du spectre d'émission des filaments

Comme nous l'avons précisé précédemment, la connexion entre les deux filaments est caractérisée par l'apparition d'un continuum de fréquences à la sortie du filament B. Ce phénomène suppose une augmentation de la longueur d'interaction non linéaire [4.23-4.25]. Le centre de gravité du spectre se décale vers les fréquences les plus élevées à mesure que la longueur ionisée augmente. De manière à caractériser l'évolution du spectre, nous avons mesuré l'évolution de son centre de gravité en fonction du délai et de la polarisation. Le centre de gravité du spectre est défini comme :

$$g_\nu = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \nu I_p(\nu, z) d\nu}{\int_{-\infty}^{+\infty} I_p(\nu, z) d\nu} \quad (4.1)$$

où I_p est l'intensité mesurée par le spectromètre, ν la fréquence et p la direction de la polarisation de l'intensité mesurée. Les spectres pour chacune des deux polarisations, x et y, ont été mesurés. Le schéma expérimental est présenté figure 4.6. Pour effectuer les mesures pour les deux polarisations correspondant aux deux impulsions, soit la composante suivant x, soit la composante suivant y, deux lames de verre (BK7) à Brewster ont été placées à 5 m à l'extrémité du filament B. Le faisceau filtré est ensuite collecté par une lentille convergente (L) de courte focale ($f = 80$ mm) sur une fibre optique reliée à un spectromètre (S). Un diffuseur (d) est placé devant la fibre pour ne pas la détériorer. Enfin, nous avons mis à la fin du filament B un diaphragme de 1.5 mm de diamètre de manière à séparer la lumière diffractée par le filament et la lumière diffractée coniquement émise à de plus courtes distances. Nous pouvons de cette manière mesurer le spectre émis sur l'axe correspondant à la partie du faisceau qui s'est propagée non linéairement sous forme de filament.

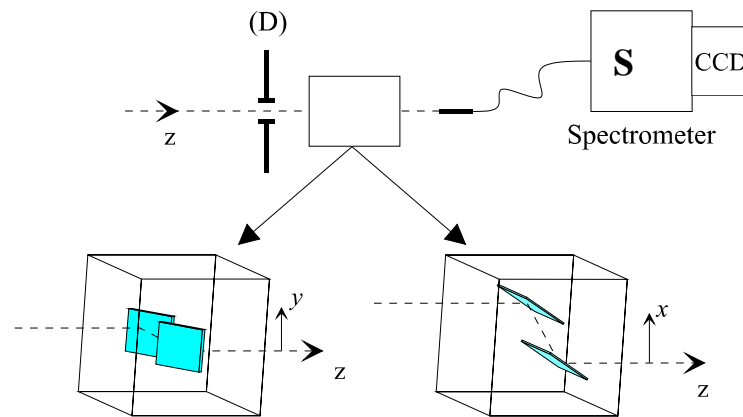


Figure 4.6 : Représentation schématique de la procédure expérimentale pour enregistrer les spectres à $z = 5\text{m}$. Un diaphragme est placé à $z = 4.7\text{ m}$ de manière à séparer le filament de l'émission conique. Les spectres sont enregistrés indépendamment pour chacune des deux polarisations en utilisant un système de deux lames de verre placées à l'angle de Brewster et positionnées soit horizontalement, soit verticalement.

A titre de rappel, l'impulsion A est polarisée verticalement et l'impulsion B est polarisée horizontalement. Les courbes de décalage spectral du centre de gravité en fonction du délai sont représentées respectivement sur les figures 4.7.a et 4.7.b pour les polarisations verticale et horizontale. On se rend compte que pour la polarisation verticale on observe très peu d'effet de décalage du spectre. Le décalage spectral du centre de gravité oscille entre $\Delta\nu = -1.28\text{ THz}$ et $\Delta\nu = 0.87\text{ THz}$ et aucun effet significatif n'est observable quelque soit le délai entre les deux impulsions dans cette polarisation. Cette polarisation correspond à la polarisation de l'impulsion A créant le filament le plus en amont. Nous pouvons donc en conclure que soit le premier canal de plasma n'est pas prolongé et par conséquent la propagation de l'impulsion A n'a pas été modifiée, soit le filament A ayant diffracté plus en amont ($z = 3.50\text{ m}$), le système de détection est placé trop loin pour observer des effets selon cette polarisation. En revanche, si on observe l'évolution de la forme du spectre entre un délai nul et un décalage de $+100\text{ fs}$ entre les deux impulsions (voir Fig. 4.8.a), on se rend compte que le spectre s'est élargi. Ceci traduit une interaction non linéaire plus importante lorsqu'il y a concaténation des deux canaux de plasma. Pour la polarisation horizontale on observe un décalage spectral vers les plus courtes longueurs d'onde (vers le « bleu ») important $\Delta\nu = 3.2\text{ THz}$ pour un délai de $+100\text{ fs}$ (voir Fig. 4.7.b). Le décalage du centre de gravité du spectre pour un délai d'environ $+100\text{ fs}$ est dû au fait que le filament B se trouve prolongé dans sa partie avant pour ce délai. On a donc une augmentation de la longueur du milieu ionisé qui a pour effet de décaler le spectre vers le bleu (voir Fig. 4.8.b) confirmant la concaténation des canaux de plasma.

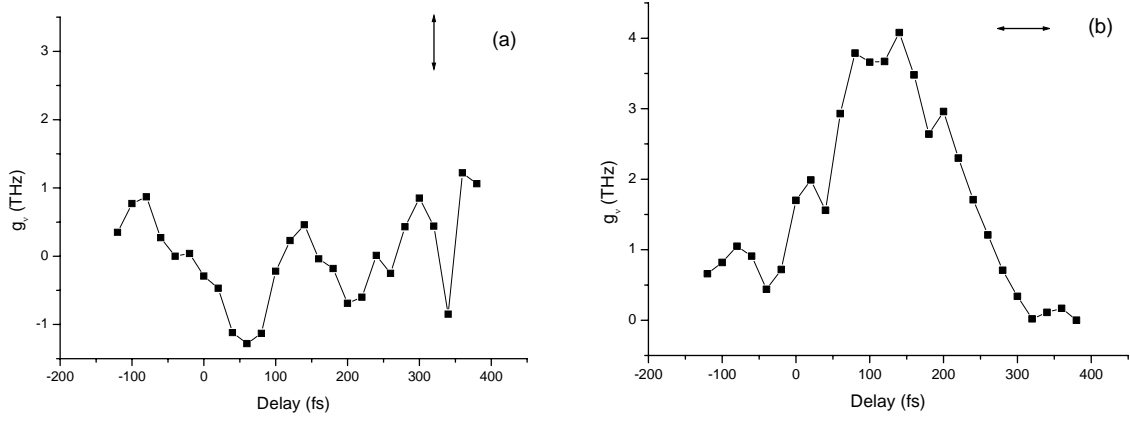


Figure 4.7 : Mesure du centre de gravité du spectre à la sortie du filament B en fonction du délai entre les impulsions A et B. La courbe a) a été mesurée pour la polarisation verticale correspondant à l'impulsion A et la courbe b) a été mesurée pour la polarisation horizontale correspondant à l'impulsion B.

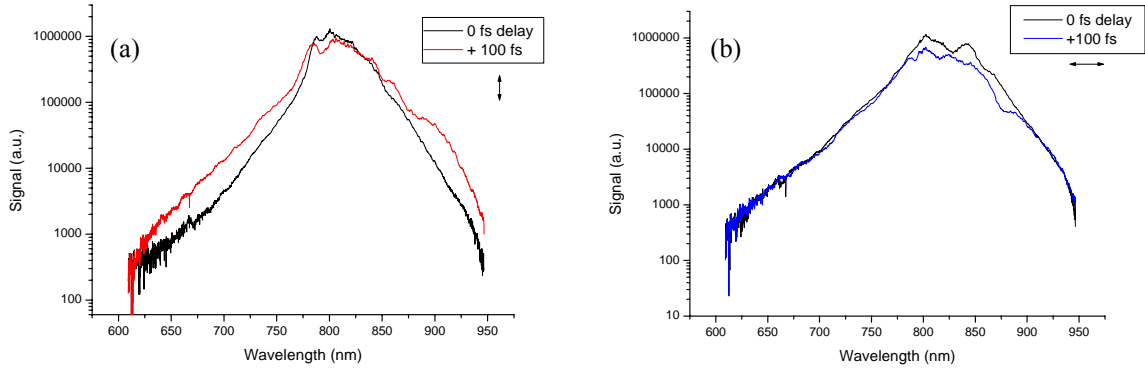


Figure 4.8 : Comparaison de l'intensité des spectres d'émission des filaments pour un délai nul et un délai de +100 fs entre les deux impulsions : (a) pour la polarisation verticale correspondant à la polarisation de l'impulsion A, (b) pour la polarisation horizontale correspondant à la polarisation de l'impulsion B.

4.2.4 Simulations numériques

Les deux impulsions se propagent le long de l'axe z . Elles sont polarisées rectilignement dans des directions orthogonales. L'enveloppe du champ électrique se met alors sous la forme $\mathcal{E} = \mathcal{E}_x(x, y, z, \tau)\mathbf{x} + \mathcal{E}_y(x, y, z, \tau)\mathbf{y}$ et les enveloppes scalaires évoluent suivant l'équation de propagation (2.15) développée dans le chapitre 2 et exprimée dans le repère temporel de référence se déplaçant à la vitesse de groupe $v_g \equiv \partial\omega/\partial k|_{\omega_0}$. τ représente la variable de temps retardé $t - z/v_g$. De plus, comme le champ électrique comporte deux composantes suivant deux polarisations orthogonales, l'opérateur intensité $\mathcal{I}(t)$ présent dans l'effet Kerr se met sous la forme suivante :

$$\mathcal{J}(t) \equiv \begin{pmatrix} |\mathcal{E}_x(t)|^2 + |\mathcal{E}_y(t)|^2 & -\frac{2i}{3} \mathcal{J}_m[\mathcal{E}_x(t) \mathcal{E}_y^*(t)] \\ \frac{2i}{3} \mathcal{J}_m[\mathcal{E}_x(t) \mathcal{E}_y^*(t)] & |\mathcal{E}_x(t)|^2 + |\mathcal{E}_y(t)|^2 \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

Ainsi, la résolution de l'équation SNL (2.15) se ramène à la résolution de deux équations non linéaires de l'enveloppe du champ électrique suivant chacune des deux polarisations x et y , d'après la formulation de Brabec et Krausz [4.26], avec un terme supplémentaire décrivant l'inter-modulation de phase entre chacune des deux composantes [4.27].

Les impulsions sont modélisées par des gaussiennes se rapprochant des conditions expérimentales. Elles ont une largeur transverse initiale $w_0 = 9$ mm, une durée d'impulsion initiale $t_p = 100$ fs, une énergie $E_{in} = 4$ mJ correspondant à une puissance crête initiale $P_{in} = E_{in}/t_p \sqrt{\pi/2} = 31$ GW ($\approx 10 P_{cr}$), et une intensité crête initiale $I_0 = 2P_{in}/\pi w_0^2 = 2.5 \times 10^{10}$ W.cm⁻² pour chaque impulsion. L'enveloppe du champ électrique suivant les deux polarisations se met sous la forme :

$$\mathcal{E}_x(x, y, 0, \tau) = \sqrt{I_0} e^{-\frac{r^2}{w_0^2} - \frac{\tau^2}{t_p^2} - i \frac{kr^2}{2f_x}} \quad (4.3)$$

$$\mathcal{E}_y(x, y, 0, \tau) = \sqrt{I_0} e^{-\frac{r^2}{w_0^2} - \frac{(\tau + \Delta T)^2}{t_p^2} - i \frac{kr^2}{2f_y}} \quad (4.4)$$

où $r \equiv x^2 + y^2$. Les longueurs de focalisation $f_x = 3$ m et $f_y = 4$ m utilisées pour les simulations sont les mêmes que celles de l'expérience. L'origine des z est prise à la sortie des lentilles. Nous avons aussi utilisé la même convention pour le délai entre l'impulsion A (polarisée suivant \mathbf{x} , verticalement) et l'impulsion B (polarisée suivant \mathbf{y} , horizontalement) : le délai est positif lorsque l'impulsion B est envoyée avant l'impulsion A.

4.2.4.1 Simulations numériques pour chacun des deux filaments séparés

Nous avons dans un premier temps calculé numériquement la propagation de chaque impulsion séparément dans les conditions de l'expérience. Considérons tout d'abord l'impulsion A d'énergie 4 mJ polarisée rectilignement suivant \mathbf{x} et focalisée avec une lentille de focale $f_x = 3$ m. L'intensité maximum et la densité électronique sur l'axe de propagation sont représentées en trait continu sur la figure 4.9 en fonction de la distance de propagation.

Entre l'origine et le foyer non linéaire à $z = 2.6$ m, l'autofocalisation du faisceau laser est assistée par la lentille et le faisceau se contracte sur lui-même dans le plan transverse. Au-delà du foyer non linéaire, un plasma d'électrons libres est généré par ionisation multiphotonique et interagit avec l'arrière de l'impulsion. L'effet Kerr est ainsi localement saturé et un filament autoguidé d'un diamètre d'environ $200 \mu\text{m}$ est formé et se propage sur environ un mètre. L'intensité maximum est de l'ordre de $2 \times 10^{13} \text{ W cm}^{-2}$ et la densité électronique maximum de l'ordre de $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Néanmoins, la propagation du filament est hautement dynamique et comprend une séquence d'autofocalisation et de défocalisation qui entretiennent cette longue structure cohérente, comme déjà montré dans les réf. [4.28-4.30]. Au-delà, la diffraction prédomine et marque la fin du canal de plasma.

Nous obtenons des résultats similaires pour l'impulsion B de même énergie, polarisée rectilignement suivant y , focalisée avec une lentille de focale $f_y = 4$ m. Les résultats sont représentés en tirets dans la figure 4.9. Dans ces conditions, le filament et le canal de plasma créé dans son sillage sont localisés entre 3.6 et 4.5 m.

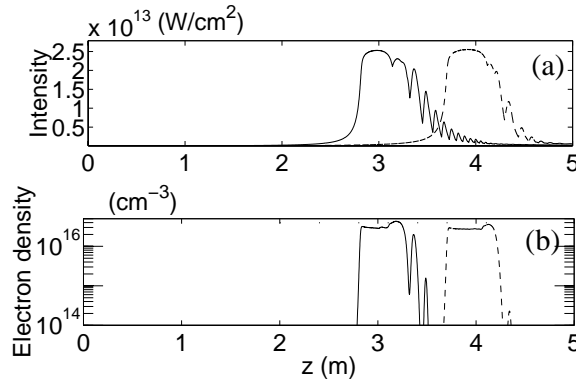


Figure 4.9 : (a) Intensité maximum sur l'axe $r = 0$. (b) Densité électronique maximum sur l'axe $r = 0$, dans le sillage du filament. Trait continu : impulsion A, 4 mJ, $f_x = 3\text{m}$; trait tiret : impulsion B, 4mJ, $f_y = 4$ m.

La densité électronique des canaux de plasma générés lorsque les deux impulsions se propagent indépendamment est représentée sur la figure 4.9.b. Ici, chaque impulsion interagit avec le canal de plasma qu'elle a créé mais non avec le canal généré par l'autre impulsion. Chaque filament génère ainsi dans son sillage un canal de plasma avec une densité électronique à peu près constante sur une longueur d'environ 1 m. Les deux canaux de plasma sont bien séparés spatialement, il n'y a pas de recouvrement. Ces résultats numériques sont en bon accord avec les observations expérimentales exposées sur les figures 4.2 à 4.4.

4.2.4.2 Concaténation des canaux de plasma

Nous allons à présent nous intéresser à la simulation complète de la propagation des deux impulsions A et B en tenant compte de l'interaction entre les deux polarisations perpendiculaires en utilisant le modèle complet décrit par l'équation (2.15) et avec les conditions initiales décrites dans les équations (4.3) et (4.4). L'énergie de chaque impulsion est de 4 mJ et le retard ΔT entre les deux impulsions constitue un paramètre de contrôle sur l'interaction entre les deux impulsions mais aussi comme nous le verrons plus tard sur la longueur résultante des canaux de plasma.

La figure 4.10.b montre la densité électronique du canal de plasma généré par la propagation de la paire d'impulsions pour un délai $\Delta T = + 100$ fs. Les deux canaux de plasma qui étaient distinctement déconnectés lorsque les deux impulsions se propageaient indépendamment, sont maintenant clairement connectés. Conformément aux expériences, le filament créé par la propagation de la paire d'impulsions génère un long canal de plasma continu d'une densité électronique quasi homogène sur une longueur deux fois plus importante qu'un filament unique. La connexion entre les deux canaux de plasma se produit efficacement lorsque le délai entre les deux impulsions polarisées suivant x et y est de l'ordre de $\Delta T = + 100$ fs.

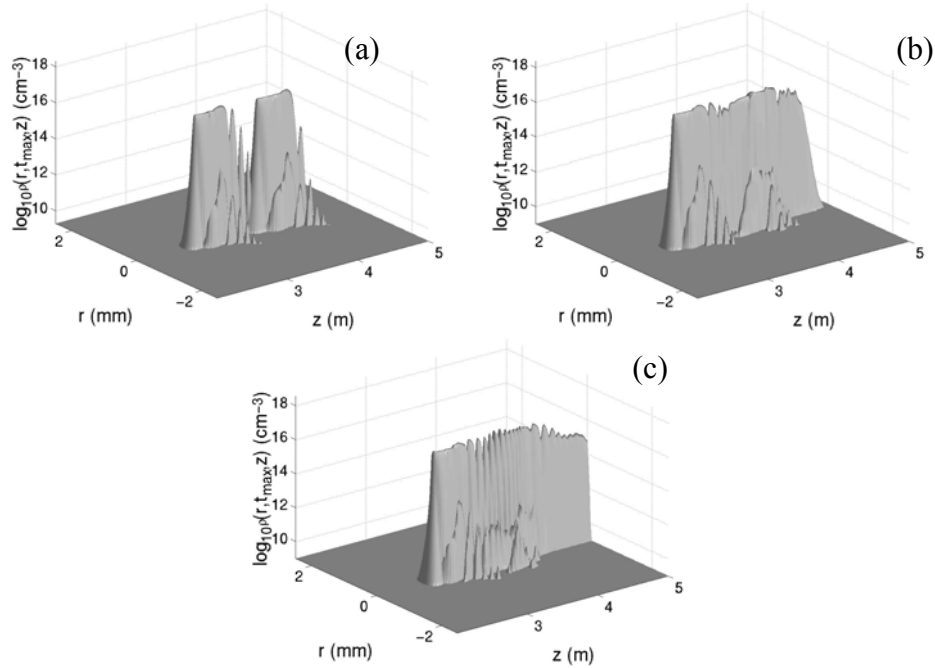


Figure 4.10 : (a) Densité électronique du canal de plasma généré lors de la propagation indépendante des impulsions A et B. (b) Densité électronique du canal de plasma généré lors de la propagation de la paire d'impulsions A et B pour un délai $\Delta T = + 100$ fs. (c) Densité électronique du canal de plasma généré lors de la propagation de la paire d'impulsions A et B pour un délai $\Delta T = 0$ fs.

La figure 4.11 montre les lignes de niveaux de la densité électronique en fonction de la distance de propagation et de la distance transverse. La figure 4.11.a a été obtenue pour une propagation de la paire d'impulsions pour un délai nul entre les deux impulsions. La portion entre 3.4 et 3.6 m ne contient aucun canal de plasma lorsque les impulsions se propagent indépendamment. En revanche, pour un délai $\Delta T = 0$ fs, cette région est remplie par des pics d'ionisation de quelques $10^{15} \text{ e}^- \text{ cm}^{-3}$. Ceci explique l'observation expérimentale de la présence d'un canal de plasma d'un ordre de grandeur plus faible que le plateau du filament qui relie les deux canaux de plasma principaux pour un délai nul entre les deux impulsions. Ces pics d'ionisation deviennent nettement connectés lorsque le délai entre les impulsions A et B approche $\Delta T = +100$ fs, comme on peut le voir sur la figure 4.11.b. Pour ce délai spécifique, la région intermédiaire entre les deux canaux de plasma, soit entre 3.4 et 3.6 m, est comblée par un plasma d'une densité excédant 10^{15} cm^{-3} et la seconde partie du canal de plasma généré par l'impulsion B après 3.6 m est plus large que dans la figure 4.11.a et que pour d'autres délais. Ces résultats numériques sont en très bon accord avec les observations expérimentales exposées plus haut.

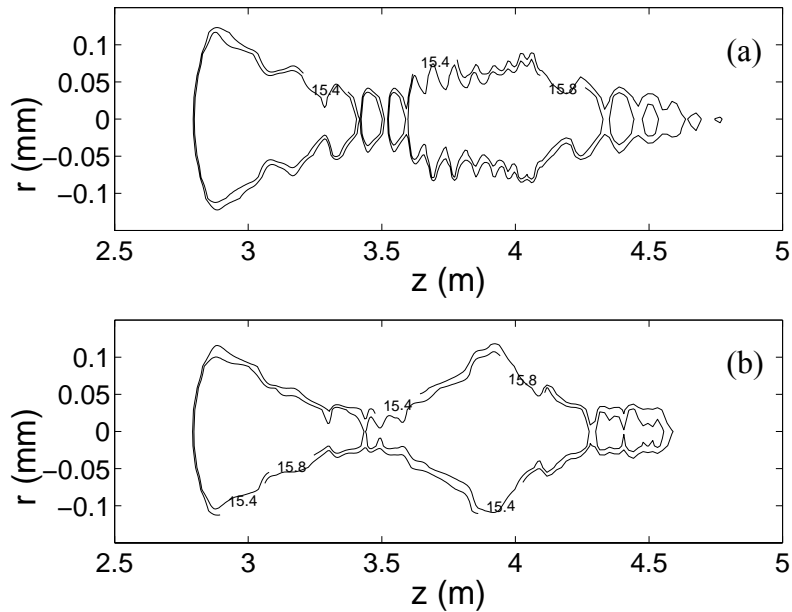


Figure 4.11 : Lignes de niveaux de la densité électronique en fonction de la distance de propagation et de la distance transverse pour un domaine de densités électroniques comprises entre $2.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et $6.3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Le délai entre les impulsions A et B est (a) $\Delta T = 0$ fs et (b) $\Delta T = +100$ fs.

4.2.5 Profil temporel de l'impulsion : mise en évidence du raccourcissement de l'impulsion autoguidée

De manière à mieux comprendre le phénomène qui permet de connecter les deux filaments, il est important d'examiner la forme de l'impulsion à la fin du premier canal de plasma. A la fin du filament la puissance est proche de la puissance critique, cela correspond à une consommation d'énergie lors de la propagation autoguidée telle que l'autofocalisation par effet Kerr ne peut plus contre balancer la diffraction et l'effet du plasma. Cependant, la divergence du faisceau reste encore faible et la puissance proche de la puissance critique. Ainsi, le supplément bien synchronisé d'énergie apporté par cette impulsion permet à la seconde de débiter sa propagation autoguidée sous forme de filament plus tôt. C'est pourquoi la synchronisation de l'impulsion B est cruciale pour que son approvisionnement en énergie soit efficace. Plus particulièrement, la vitesse de propagation de l'impulsion autoguidée A doit être pris en compte avec beaucoup d'attention.

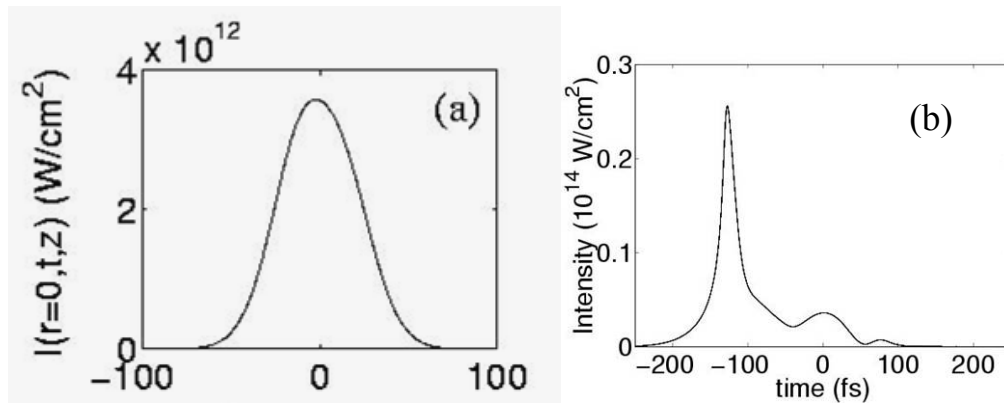


Figure 4.12 : (a) Profil de l'impulsion avant propagation. (b) Profil de l'impulsion après propagation autoguidée à la fin du filament.

Les simulations numériques permettent de nous donner l'origine de ce retard spécifique. Le processus de filamentation conduit à une restructuration considérable du profil de l'impulsion. Au début de la formation du filament des processus d'ordre élevé comme la focalisation spatio-temporelle et l'ionisation favorisent mutuellement la division de l'impulsion initiale en deux sous-impulsions de durée plus courte [4.31, 4.32]. Nous avons tracé numériquement le profil temporel d'une seule impulsion pour deux distances caractéristiques (voir figure 4.12): avant filamentation et après la formation du canal ionisé à la fin du filament. Lorsque le faisceau s'autofocalise pour former un filament, le milieu est ionisé et un plasma est créé. L'apparition de ce plasma diffracte le faisceau. Le profil de l'impulsion initiale est alors divisé en deux sous impulsions de plus courte durée. Ces deux

impulsions sont dissymétriques comme nous le montre la figure 4.12, les temps négatifs représentent l'avant du profil de l'impulsion. Elles sont espacées d'environ 100 fs. Ce profil reste quasiment identique tout au long de la propagation du filament et la vitesse de groupe de l'impulsion est plus importante dans le canal ionisé que dans l'air. Typiquement, lors d'une propagation autoguidée dans l'air sur environ 50 cm le front avant de l'impulsion prend une avance de 100 fs comparée à une propagation linéaire. Des résultats similaires ont déjà été rapportés par d'autres groupes [4.31, 4.33]. Il devient très clair maintenant que l'impulsion B doit être avancée de 100 fs pour réaliser une superposition temporelle optimale entre les deux impulsions à la fin du filament A. La figure 4.13.a représente l'intensité du rayonnement THz (carrés verts) émise dans la région d'interconnexion des deux filaments, en fonction du délai entre les deux impulsions. La trace d'autocorrélation de l'impulsion initiale est représentée en triangles bleus. A titre de comparaison, le profil de l'impulsion initiale obtenu par déconvolution de la trace d'autocorrélation est représenté en trait continu rouge. L'émission THz correspond à la corrélation entre une impulsion autoguidée (A) et une impulsion non filamentée (B). Il est bien connu que la corrélation entre une impulsion de durée fixe T_0 et une autre impulsion de durée plus courte produit une trace de durée comprise entre T_0 et $T_0\sqrt{2}$ (impulsion gaussienne de même durée). Dans notre cas, l'intensité THz émise dans la région d'interconnexion et l'impulsion initiale non propagée sont indiscernables dans la figure 4.13.a. Ceci indique une très forte compression temporelle de l'impulsion autoguidée. Ce résultat va corroborer les résultats numériques que nous présenterons un peu plus loin. Nous avons représenté sur la figure 4.13.b les traces numériques correspondant aux quantités présentées précédemment. La courbe continue bleue représente la trace d'autocorrélation de l'impulsion initiale. La courbe continue rouge représente le profil de l'impulsion initiale obtenu par déconvolution de la courbe précédente. Enfin, la courbe continue verte représente la corrélation entre l'impulsion initiale et l'impulsion autoguidée présentée dans la figure 4.12.b. On se rend compte que le profil initial de l'impulsion et la corrélation entre l'impulsion initiale et l'impulsion filamentée sont quasi-identiques.

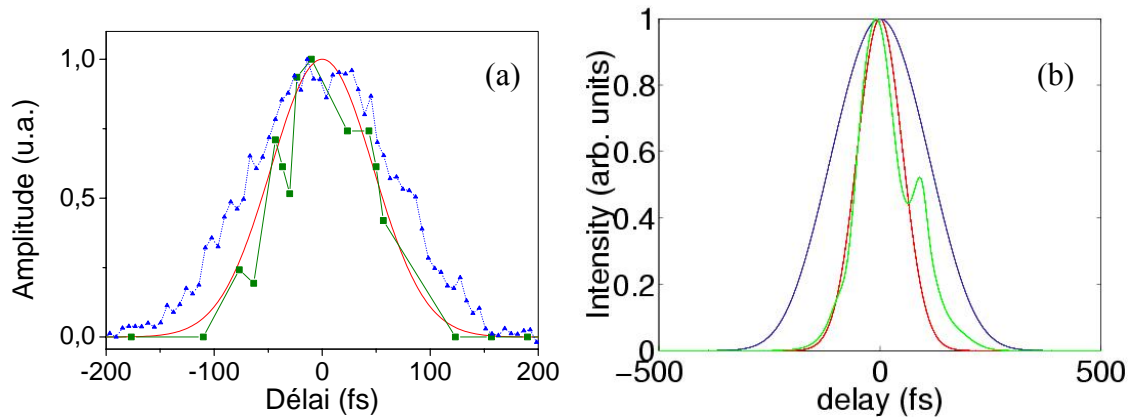


Figure 4.13 : (a) Intensité THz émise dans la région d'interconnexion entre les deux filaments en fonction du délai entre les deux impulsions A et B (carrés verts). Ce résultat est comparé avec la trace d'auto corrélation de l'impulsion initiale avant propagation (triangles bleus). La courbe continue rouge représente le profil initial de l'impulsion déduit de la trace d'autocorrélation. Comme la courbe d'émission THz correspond à la corrélation entre une impulsion autoguidée et impulsion normale, l'étalement de cette trace indique une forte compression temporelle de l'impulsion autoguidée. (b) Cette figure représente les mêmes quantités que précédemment avec les mêmes codes de couleur mais elle a été réalisée à partir des profils numériques présentés dans la figure 4.12.

Afin de valider l'hypothèse que l'impulsion A acquière une avance au cours de sa propagation autoguidée, nous avons placé entre les deux filaments à l'angle de Brewster une lame de silice de 500 μm d'épaisseur sur le chemin du premier filament (voir figure 4.14). On place ensuite le détecteur hétérodyne pour mesurer le signal en fonction du délai. Le phénomène de restructuration de l'impulsion en deux sous impulsions avec une accélération de la première des deux impulsions a aussi été observé dans la silice [4.34, 4.36]. Ce phénomène d'avance de l'impulsion est amplifié dans les milieux denses. Dans le cas de la silice, l'indice non linéaire est 1000 fois plus important que dans l'air. Par exemple, une propagation autoguidée sur 0.5 mm de silice est équivalente à 50 cm de propagation dans l'air. La procédure expérimentale est décrite dans la figure 4.14.a. La lame de silice de 0.5 mm d'épaisseur à l'angle de Brewster est placée à $z = 3.10$ m de manière à ce que les deux faisceaux la traverse. Il faut remarquer qu'à cet endroit, seule l'impulsion A se propage sous forme filamentée dans la lame. L'intensité présente dans le filament est très élevée et produit une ablation de la surface d'entrée de la lame de silice tout en détériorant la qualité du filament à la sortie de la lame. De manière à minimiser ces effets de détériorations, nous avons déplacé continûment la lame de silice dans son plan au cours des mesures. L'accélération supplémentaire attendue pour l'impulsion A est censée décaler le retard vers les retards positifs pour obtenir la concaténation. C'est ce que nous avons démontré en plaçant le détecteur hétérodyne à $z = 3.40$ m et mesuré le signal THz en fonction du délai entre les

deux impulsions. Nous obtenons un signal maximum pour un délai de 300 fs comme nous pouvons le voir dans la figure 4.14.b. La différence d'amplitude entre les deux courbes de corrélation avec et sans la lame de silice est attribuée à la distorsion introduite par la lame.

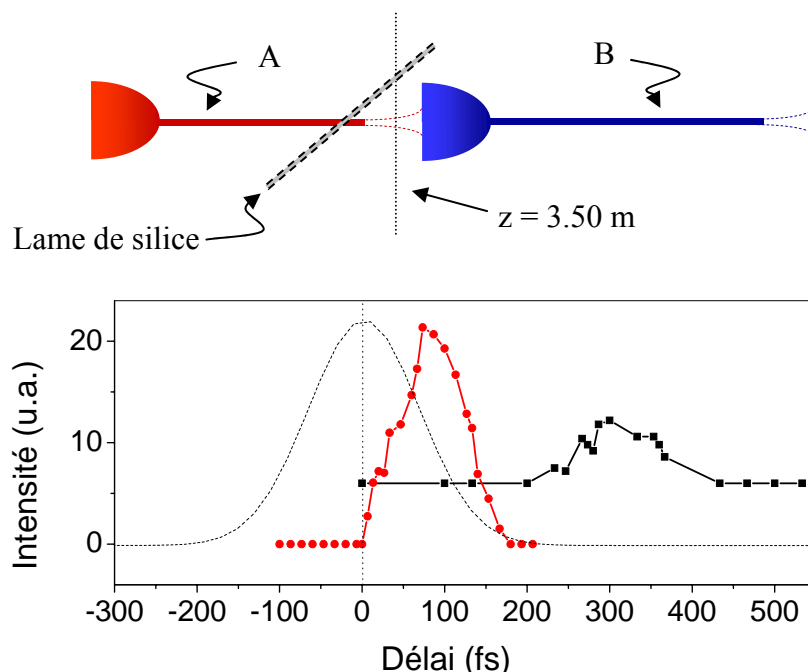


Figure 4.14 : (a) Représentation schématique de la procédure expérimentale. Une lame de silice de 0.5 mm d'épaisseur à l'angle de Brewster est placée sur le chemin du filament A à $z = 3.10$ m. (b) La courbe en pointillé représente la trace d'autocorrélation de l'impulsion laser initiale. La courbe avec les ronds rouges représente l'intensité THz mesurée à $z = 3.40$ m en fonction du délai entre les impulsions A et B en l'absence de la lame de silice. La courbe avec les carrés représente la même quantité mesurée avec la lame de silice.

La concaténation de deux filaments femtosecondes ne constitue pas uniquement le premier pas vers la propagation d'intensités élevées sur de très grandes distances, mais elle permet aussi de démontrer que la filamentation produit des impulsions très courtes de l'ordre de 12 fs à partir d'une impulsion de 120 fs. Le raccourcissement de la durée de l'impulsion lors de la propagation d'une impulsion seule a déjà été démontré dans d'autres milieux [4.32, 4.35, 4.40, 4.36]. Comme nous allons le voir, l'interaction mutuelle entre les deux impulsions A et B lors de la concaténation permet d'améliorer la compression de l'impulsion d'un facteur supérieur à 3.

La figure 4.15 résume l'évolution de la durée de l'impulsion pour les différents cas considérés plus haut. Les courbes en tirets représentent la durée calculée des impulsions A et B lorsque celle-ci se propagent indépendamment. Les durées minimum sont de 33 fs à $z = 2.96$ m pour l'impulsion A et 30 fs à $z = 3.89$ m pour l'impulsion B. Sur ces courbes, on peut apercevoir des sauts avec des structures oscillantes qui sont dues à des maxima multiples qui

sont formés au cours de la propagation. Pour la paire d'impulsions réalisant la concaténation des canaux de plasma pour un délai de 100 fs, la durée de l'impulsion A est représentée en point-tirets et la durée de l'impulsion B en trait continu. La durée minimum de l'impulsion B est 11.5 fs à $z = 3.64$ m et sa durée est inférieure à 15 fs sur plus de 30 cm de long alors que sa durée n'est que de 28 fs lorsque l'impulsion B se propage seule. Le raccourcissement de l'impulsion calculé numériquement explique les durées équivalentes entre la corrélation présentée dans la figure 4.13 (carrés verts) et le profil de l'impulsion initiale.

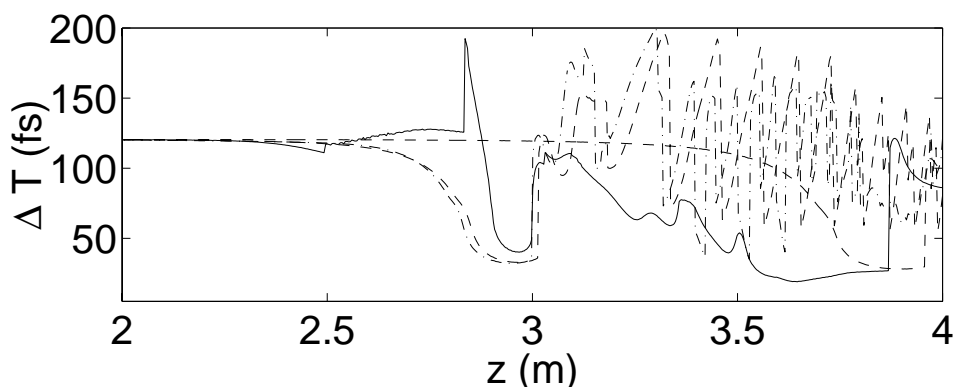


Figure 4.15 : Durée de l'impulsion en fonction de la distance de propagation. Les impulsions A et B seules sont représentées en tirets. Les durées pour la paire d'impulsion avec un délai de 100 fs sont représentées en trait continu pour la composante suivant y (impulsion B) et en point-tirets pour la composante suivant x (impulsion A).

4.2.6 Conclusion

En conclusion, nous avons montré qu'il est possible de connecter des filaments femtosecondes dans l'air. Chaque filament est généré en utilisant deux lentilles de focale différentes pour assister la phase d'autofocalisation. La longueur de chaque filament est de l'ordre de 1 m avec une énergie de 4 mJ. Nous avons montré qu'en ajustant le délai entre les deux impulsions polarisées orthogonalement, les deux filaments qui étaient déconnectés pour un délai nul fusionnent en un filament unique dont la longueur dépasse deux mètres. Ce scénario pourrait être reproduit en connectant une succession de filaments générés par un train d'impulsions pour créer un filament continu sur une grande distance. De cette manière l'énergie diffractée du cœur vers la périphérie d'un filament unique pourrait être reconcentrée par la focalisation d'une impulsion subséquente. Un tel principe pourrait trouver des applications dans des domaines comme la détection multiple de polluants (LIDAR), ou encore pour la protection contre la foudre. De plus, le processus de filamentation permet aussi de

produire des impulsions brèves d'une durée inférieure à 15 fs sur une distance de plus de 20 cm. L'air joue simplement le rôle d'un compresseur agissant sur une impulsion infrarouge initiale de 100 fs. Cette propriété n'est pas seulement intéressante en elle-même mais aussi pour de nombreuses applications nécessitant des impulsions ultracourtes de puissance élevée. Supposons qu'une impulsion d'une durée de 50 fs puisse être compressée de la même manière avec un facteur de compression identique, il serait alors possible de créer des impulsions de un ou deux cycles optiques uniquement [4.37]. Une telle source permettrait de générer des harmoniques de manière plus efficace [4.15, 4.16].

4.3 PROPAGATION AUTOGUIDEE D'IMPULSIONS LASER FEMTOSECONDES MULTI TERAWATT SUR DE LONGUES DISTANCES

4.3.1 Introduction

Cette partie est consacrée à l'étude de la propagation d'impulsions laser multi-térawatt sur des distances horizontales dépassant les 500 mètres. Ces expériences ont été effectuées en utilisant le système Teramobile qui est capable de délivrer des impulsions de 100 fs avec 200 mJ par impulsion ($P \approx 2$ TW). Une description détaillée du laser a été donnée dans le chapitre 3 [4.38]. Nous étudierons en fonction de la distance de propagation et pour différentes dérives de fréquence initiales (chirp) la distribution en intensité du faisceau propagé et la présence d'ionisation. Ce chirp a pour effet de diminuer la puissance crête en redistribuant les fréquences instantanées de l'impulsion dans le temps.

Nous montrerons dans un premier temps que pour des petits chirps (impulsion initiale courte), le spectre de l'impulsion s'élargit considérablement sur les 50 premiers mètres de propagation générant ainsi un continuum. Nous nous intéresserons ensuite à des chirps négatifs plus importants (dans ce cas, les plus courtes longueurs d'ondes sont à l'avant de l'impulsion de manière à précompenser la dispersion de l'air), le faisceau se structure pour donner naissance à une filamentation multiple qui persiste sur plusieurs centaines de mètres. Nous montrerons que l'on peut ainsi détecter l'ionisation des molécules d'air sur 300 mètres environ. De plus, en augmentant la durée de l'impulsion, on éloigne le début de la filamentation de la source en abaissant la puissance crête. Ceci permet de contrôler la localisation des canaux de plasma à une distance donnée. Enfin, pour des chirps négatifs très importants, on observe des canaux de lumière intenses sans ionisation apparente se propageant jusqu'à 2350 m [4.39, 4.40]. Afin d'avoir une meilleure compréhension des mécanismes permettant de régulariser la propagation autoguidée sans ionisation, nous comparerons les résultats expérimentaux à des simulations numériques utilisant un code de propagation non linéaire qui décrit de manière satisfaisante les régimes de puissances $P \geq P_{cr}$. Nous verrons qu'il n'est pas nécessaire d'ajouter un nouveau mécanisme de saturation pour reproduire les résultats expérimentaux en introduisant le profil tridimensionnel du faisceau réel. Enfin, nous exposerons les résultats de calculs numériques réalisés dans un cas idéal avec de faibles perturbations introduites permettant de mettre en évidence les caractéristiques de la régularisation des canaux de lumière intenses sur de longues distances. Chaque canal de

lumière se scinde en deux sous canaux qui partagent l'énergie laser alentour. En l'absence de perturbation dans le profil initial en intensité brisant la symétrie axiale, on retrouve une filamentation classique avec saturation de l'effet Kerr par le plasma.

4.3.2 Pré-compensation de la dispersion de vitesse de groupe : notion de dispersion de vitesse de groupe et concept de chirp

Pour les applications atmosphériques nécessitant une propagation d'impulsions laser brèves sur de très grandes distances dans l'atmosphère, la dispersion de vitesse de groupe doit être pris en compte. Cette dispersion a lieu à cause de la dépendance en longueur d'onde de l'indice de réfraction du milieu de propagation. Plus précisément, dans l'air les grandes longueurs d'onde se propagent plus vite que les plus courtes. Ainsi, au premier ordre la dispersion de vitesse de groupe induit un élargissement temporel de l'impulsion laser [4.42]. Supposons une impulsion gaussienne dont l'amplitude s'écrit :

$$E(t) = E_0 e^{-\frac{t^2}{2\tau_0^2}}$$

où E_0 est l'amplitude du champ, τ_0 la demi durée en $1/e$ de l'intensité de l'impulsion. La largeur à mi-hauteur Δt est reliée au paramètre τ_0 par : $\Delta t = 2\sqrt{\ln 2}\tau_0 = 1.665 \tau_0$. En résolvant l'équation de propagation dans un milieu dispersif linéaire de longueur z caractérisé par sa dispersion de vitesse de groupe β_2 par unité de longueur, on montre que le champ propagé a pour expression :

$$E_p(t) = E_{p0} e^{-\frac{t^2}{2\tau^2}(1+iC)}$$

où τ est la durée de l'impulsion propagée et C le paramètre caractérisant la dérive en fréquence (chirp) acquise par l'impulsion. Ces quantités se mettent sous la forme suivante :

$$\tau = \tau_0 [1 + C^2]^{1/2}$$

$$C = \frac{\beta_2 z}{\tau_0^2}$$

Ces deux dernières expressions permettent de constater qu'une propagation sur une distance

$z = L_D = \frac{\tau_0^2}{\beta_2}$ ($C = 1$) induit un allongement de la durée de l'impulsion de $\sqrt{2}$. Cette distance

appelée distance de dispersion permet d'apprécier si la dispersion joue un rôle significatif

dans la propagation ($C > 1$) ou si son rôle est négligeable ($C < 1$). Lorsque $C \gg 1$ l'allongement relatif de l'impulsion est égal à C . La distance L_D est d'autant plus petite que τ_0 est petit et β_2 grand. Dans l'air à 800 nm, $\beta_2 = 21 \text{ fs}^2.\text{m}^{-1}$. Le tableau 4.2 donnent les valeurs de L_D pour diverses durées d'impulsion, dans l'air à 800 nm.

Tableau 4.2 : Evolution de la longueur de dispersion en fonction de la durée de l'impulsion à 800 nm.

Δt (fs)	10	20	40	80	160
L_D (m)	1.7	6.7	27	108	433

Cet effet nuisible peut être utilisé à notre avantage et être contrebalancé en introduisant une dérive en fréquence négative dans l'impulsion initiale, i.e. en envoyant les fréquences « bleues » en premier. Comme l'air a une dispersion de vitesse de groupe positive, il va jouer le rôle de compresseur. Nous allons à présent calculer la distance nécessaire pour recomprimer une impulsion dont la dérive en fréquence est négative. Supposons une impulsion gaussienne chirpée négativement de durée τ_c et de chirp C obtenue à partir d'une impulsion de durée minimum τ_0 . Connaissant la durée de l'impulsion chirpée et sa durée minimum, on peut calculer son paramètre de chirp donné par :

$$C = -\sqrt{\left(\frac{\tau_c}{\tau_0}\right)^2 - 1}$$

Le champ après propagation se met sous la forme suivante :

$$E(z,t) = \frac{\tau_c^2}{\tau_c^2 - i\beta_2 z(1+iC)} e^{-\frac{(1+iC)}{2[\tau_c^2 - i\beta_2 z(1+iC)]}t^2}$$

L'impulsion est encore de forme gaussienne et sa largeur en intensité est donnée par la relation :

$$\tau_I = \tau_c \left[\left(1 + \frac{C\beta_2 z}{\tau_c^2} \right)^2 + \left(\frac{\beta_2 z}{\tau_c^2} \right)^2 \right]^{1/2}$$

$\beta_2 C$ est dans notre cas négatif. Sa valeur minimum $\tau_I^{\min} = \tau_0$ est obtenue pour une distance :

$$z_{\min} = \frac{|C|}{1+C^2} \frac{\tau_c^2}{\beta_2}$$

Le tableau 4.3 donne les valeurs de z_{\min} pour différentes impulsions chirpées obtenues à partir d'une impulsion d'une durée initiale de 100 fs à 800 nm.

Tableau 4.3 : Evolution de la distance de recompression en fonction de la durée d'impulsion d'une impulsion chirpée d'une durée minimum de 100 fs à 800 nm.

τ_c (ps)	0.2	1.2	2.4	3.6	3.8	6	7.2	8.4	9.6
z_{\min} (km)	0.8	5.5	11.2	16.8	17.7	28.1	33.8	39.4	45.0

Nous venons donc de voir que l'air permet de jouer le rôle de compresseur et de générer une impulsion ultracourte à une distance donnée. Plusieurs groupes [4.2, 4.44] ont déjà montré qu'une impulsion chirpée négativement est recompressée temporellement au cours de sa propagation dans l'air en raison de la dispersion de vitesse de groupe, générant ainsi une impulsion courte après une distance de propagation qui dépend de la dérive en fréquence initiale (voir figure 4.16). Comme le laser Teramobile est basé sur la technique d'amplification d'impulsion à dérive de fréquence (CPA) [4.41], le chirp de l'impulsion initiale peut facilement être contrôlé en ajustant la distance entre les réseaux du compresseur. La position zéro du réseau motorisé correspond à un chirp nul, c'est-à-dire à l'impulsion la plus courte. La translation de ce même réseau permet d'induire une dérive en fréquence négative ou positive. La durée de l'impulsion ainsi générée a été calibrée expérimentalement en fonction de la distance relative entre les réseaux du compresseur.

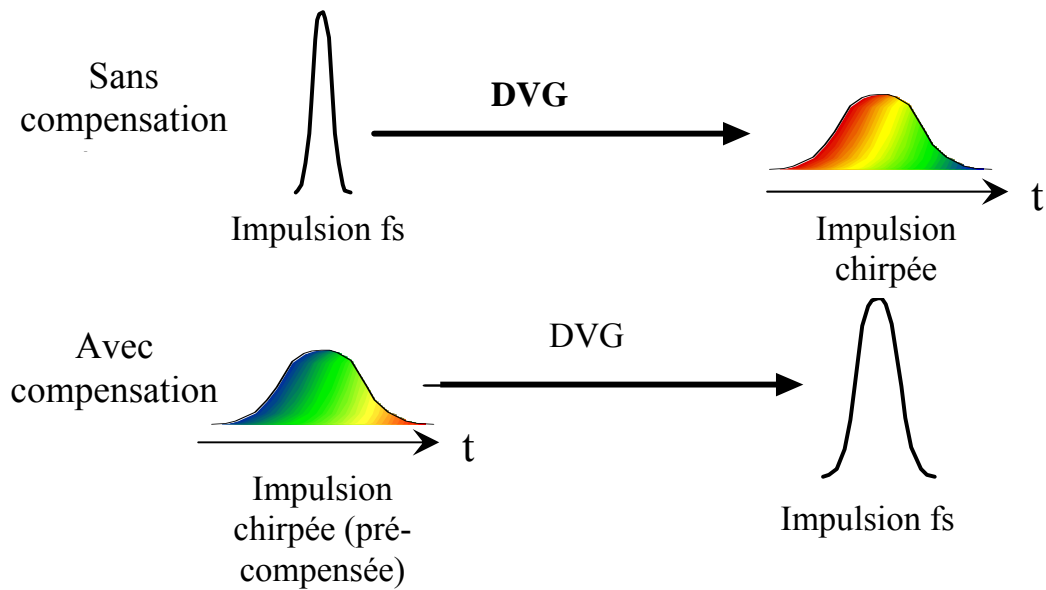


Figure 4.16 : Compensation de la dispersion de vitesse de groupe (DVG) avec une impulsion femtoseconde dont la dérive en fréquence est négative, i.e. les fréquences « bleues » sont à l'avant de l'impulsion. Les temps négatifs représentent l'avant de l'impulsion.

Nous avons réalisé une série d'expériences de propagation verticale avec le laser Teramobile en collaboration avec l'observatoire de Tautenburg en Allemagne et les universités de Jena et de Berlin. La figure 4.17 représente une série de trois photographies effectuée à l'aide d'un appareil photographique numérique muni d'un téléobjectif de 80 mm de distance focale. Les photos ont été prises pour trois durées d'impulsions croissantes avec un chirp initial négatif et en fonction de la distance de propagation verticale. Il faut noter que pour cette expérience, le faisceau a un foyer géométrique situé à 50 mètres. On remarque sur la figure 4.17.a que la longueur où la lumière diffusée est plus importante correspond à la longueur des canaux de plasma mesurée (voir figure 3.21). Nous pouvons ensuite observer que lorsque la durée d'impulsion initiale est augmentée en introduisant un chirp négatif la puissance crête diminue (voir tableau 4.4). Le début de la filamentation se produit alors plus tard. Nous avons représenté dans le tableau 4.4 l'évolution de la position du foyer non linéaire calculée à partir de la formule de Marburger [4.47] pour les trois durées d'impulsions considérées. Ces valeurs sont en bon accord avec les expériences représentées sur la figure 4.20. Si on calcule à présent la durée de l'impulsion à la distance d'autofocalisation, on se rend compte que cette durée a très peu évolué en raison de la courte distance de propagation et de la faible dispersion de l'air. Lorsque la filamentation avec génération d'un plasma est initiée, l'impulsion est fortement restructurée et l'effet de la dispersion devient alors secondaire comparé aux effets non linéaires. Nous verrons néanmoins que l'introduction d'un chirp négatif permet d'allonger sur de grandes distances la longueur sur laquelle l'air est ionisé.

Tableau 4.4 : Evolution de la position du foyer non linéaire en fonction de la durée initiale de l'impulsion laser. La position du foyer non linéaire a été calculée à partir de la formule de Marburger [4.47].

τ_c (ps)	0.1	1.0	2.0
P/P_{cr}	594	59	30
z_{nl} (m)	3	21	31
τ_{znl} (ps)	0.1	0.99	1.99

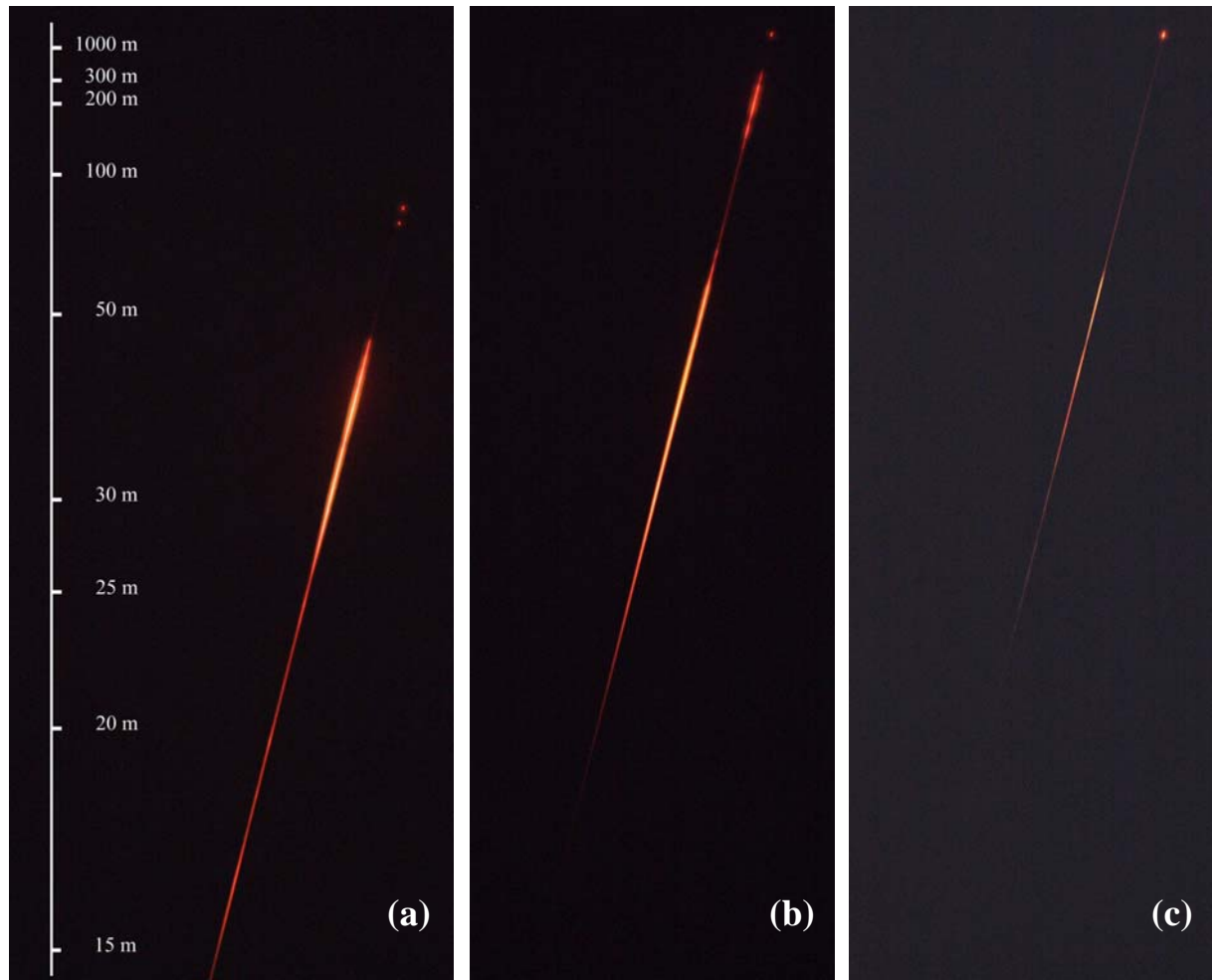


Figure 4.17 : Evolution de l'émission du continuum en fonction de la distance de propagation et pour différentes durées initiales de l'impulsion laser : (a) 100 fs, (b) 1 ps, (c) 2 ps.

4.3.3 Longueur des canaux de plasma générés par des impulsions laser multi-térawatt

Afin de pouvoir analyser le processus de filamentation tout au long du faisceau, il est nécessaire de propager le laser horizontalement. Les expériences que nous allons décrire ont été effectuées avec le laser Teramobile décrit plus haut. Brièvement, le laser fonctionne à 800 nm avec une énergie par impulsion de 190 mJ et un taux de répétition de 10 Hz. Le diamètre du faisceau à la sortie du compresseur mesure 34 mm de diamètre avec un profil super gaussien (voir figure 4.18). Pour cette campagne d'expériences, le compresseur a été modifié afin de pouvoir produire des impulsions avec une large gamme de chirps dont la durée varie entre 0.2 ps et 9.6 ps. Cela correspond à des puissances comprises entre 190 et 4 fois la puissance critique. La puissance initiale est de ce fait toujours supérieure à la puissance critique nécessaire à la formation de filament. Le faisceau collimaté est envoyé horizontalement à 3 m du sol sur des distances pouvant atteindre 2350 m.

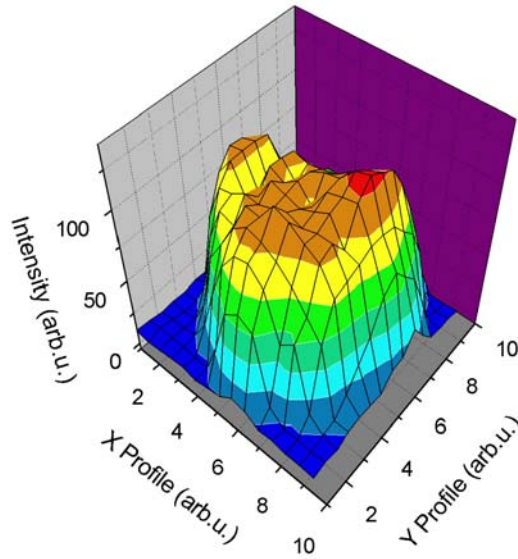


Figure 4.18 : Profil initial du faisceau laser mesuré expérimentalement à la sortie du compresseur.

Au vu des difficultés liées d'une part à la puissance élevée initiale qui conduit à la formation de structures multi-filamentaires qui fluctuent en position de tir à tir et d'autre part aux effets de la turbulence de l'air qui produisent des fluctuations de la position du faisceau laser à longue distance, nous avons adopté la procédure décrite dans le chapitre 2 pour détecter la présence d'ionisation sur le trajet du faisceau. Brièvement, cette procédure est basée sur l'impression directe du faisceau laser sur un papier photographique pré-exposé. Cette méthode nous permet en un seul tir de déterminer à une distance donnée l'ensemble du profil en intensité d'un motif multi-filamentaire. Nous avons par conséquent utilisé la méthode de noircissement du papier comme une technique pour caractériser les figures multi-filamentaires pour différentes valeurs de chirps tout au long de la propagation du faisceau laser.

La figure 4.19 montre une série d'expositions photographiques enregistrées à quatre distances, à 21 m, à 50 m, à 68 m, et à 109 m pour une durée d'impulsion initiale de 1.2 ps. On peut clairement observer dans la section transverse de la figure 4.19 (a), (b) et (c) la présence d'un certain nombre de canaux d'intensité élevée qui tendent à apparaître sur un anneau à la périphérie du faisceau. Cette distribution fortement accidentée du profil d'intensité du faisceau persiste après cent mètres de propagation (voir figure 4.19.d). Les canaux d'intensité élevée sont également reliés par une structure d'énergie en réseau. La structure multi-filamentaire en anneau peut être comprise en considérant le profil super gaussien initial du faisceau (voir la figure 4.19). Au centre du faisceau le profil en intensité est

plat, cela correspond à une zone de faible autofocalisation. Comme le processus d'auto-focalisation initie la filamentation par instabilité modulationnelle [4.18], on s'attend à avoir peu de filaments dans le centre du faisceau. Inversement, à la périphérie du faisceau les gradients d'intensité sont maxima, on s'attend donc à observer une accumulation de filaments sur le bord du faisceau. Comme nous pouvons le voir dans la figure 4.19, ce comportement est bien reproduit expérimentalement.

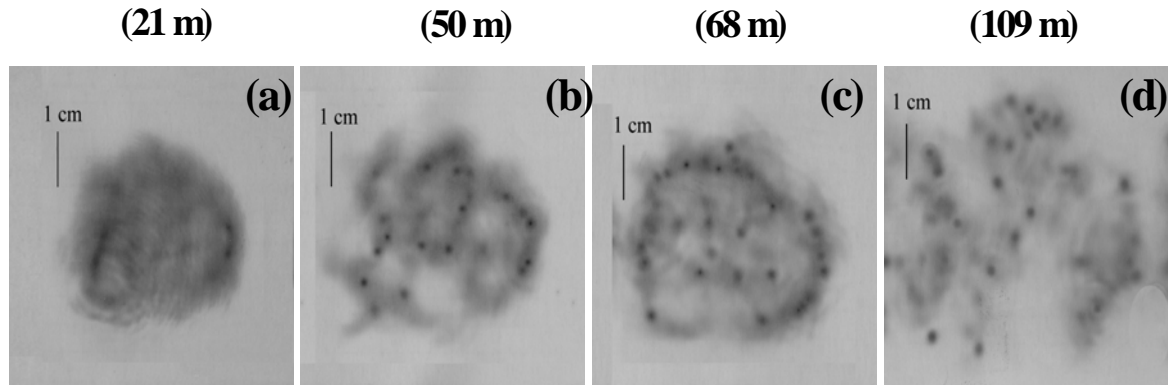


Figure 4.19 : Profil du faisceau laser mesuré à différentes distances pour une durée d'impulsion étirée à 1.2 ps.

Les papiers photographiques ont été scannés dans un densitomètre de manière à extraire les taches à grand contraste. Pour chaque distance, on extrait le spot le plus intense et on effectue une coupe. Les résultats sont montrés dans la figure 4.20. Entre $d = 50$ m et 68 m, le signal correspondant au degré de noircissement est saturé voir même brûlé (voir la coupe du profil de la figure 4.20.a). À de plus longues distances, on observe un élargissement de la taille de la tache et une diminution du noircissement. D'après ces mesures, on peut en déduire que l'ionisation de l'air a lieu sur une distance allant jusqu'à 100 m. Cette procédure a été répétée pour chaque durée d'impulsion.

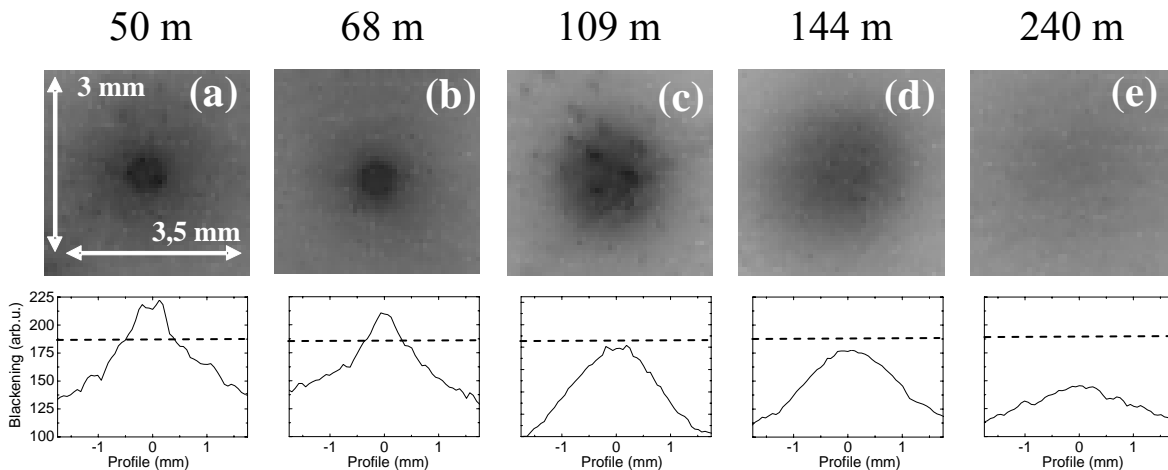


Figure 4.20 : Evolution en fonction de la distance du profil spatial d'un filament intense (ionisant) pour une impulsion dont la durée initiale a été étirée à 1.2 ps.

La figure 4.21 représente le décompte du nombre de points chauds donnant un signal excédant le seuil d'ionisation et le décompte du nombre de canaux de lumière. Ils sont indiqués pour trois chirps représentatifs en fonction de la distance : 0.2 ps, 1.2 ps et 2.4 ps. Les canaux de lumière sont définis comme étant des taches d'intensité élevée dans le profil du faisceau avec une intensité insuffisante pour ioniser l'air. L'intensité de ces canaux de lumière est comprise dans la gamme $5 \times 10^{10} - 10^{13} \text{ W cm}^{-2}$ ce qui correspond à un degré de noircissement du papier photographique compris entre 145 et 185 en unité arbitraire (voir figure 4.26.c). De plus en adoptant le critère qu'un filament ionisant est formé si, au moins un point chaud a une intensité maximum supérieure au seuil d'ionisation (noircissement > 185 , voir figure 4.26.c), on peut représenter la longueur sur laquelle on peut générer des canaux de plasma en fonction du chirp du laser. La présence des canaux de plasma est représentée en lignes noires continues sur la figure 4.22 uniquement pour les durées d'impulsion 0.2 ps et 1.2 ps. En effet, dans ce cas précis les figures multi filamentaires sont assez stables et reproductibles d'un tir à l'autre pour que l'on puisse associer un filament ionisant à une distance donnée avec le même filament à une distance voisine. En revanche, pour les durées d'impulsions comprises entre 2.4 et 6 ps, les points noirs représentent la présence d'ionisation au point de mesure et il n'est pas possible d'affirmer la continuité du canal de plasma entre les points de mesure. Les lignes continues grises représentent la distance sur laquelle on peut observer des canaux de lumière. Chacun d'eux peut correspondre à la dernière étape de la propagation autoguidée d'un filament ionisant. Pour l'impulsion la plus courte on observe un nombre maximum de 16 canaux de plasma à 15 m du laser. Dans ces conditions on favorise la génération de continuum.

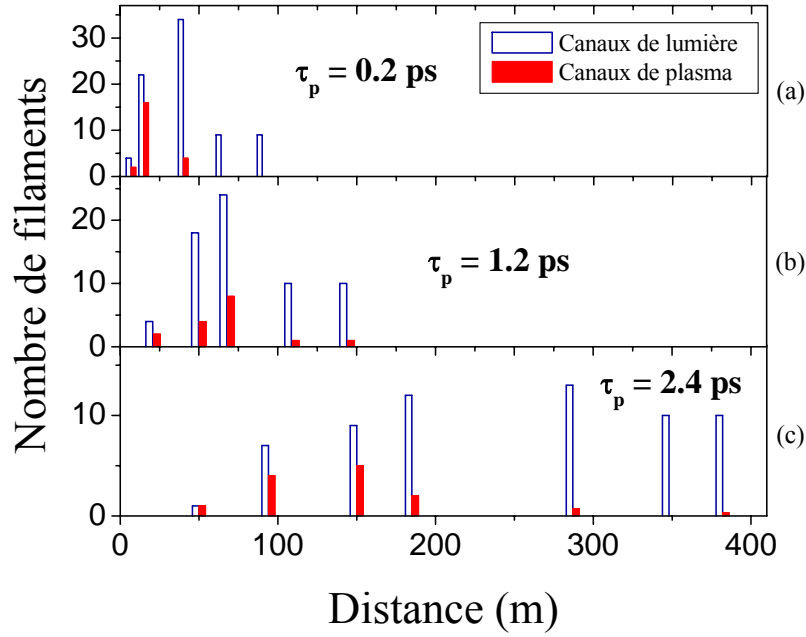


Figure 4.21 : Evolution du nombre de filaments en fonction de la distance de propagation pour trois durées d'impulsion : (a) $\tau_p = 0.2$ ps, (b) $\tau_p = 1.2$ ps, (c) $\tau_p = 2.4$ ps.

De plus, nous pouvons observer que lorsque la durée de l'impulsion initiale est augmentée en introduisant un chirp négatif, la puissance crête diminue. Le début de la filamentation se produit alors plus loin mais sur une plus longue distance et avec un nombre de filament moins important. Pour une durée d'impulsion $\tau_p = 2.4$ ps, la longueur sur laquelle l'ionisation se produit a été augmentée par plus d'un facteur 5 et le nombre de filaments a été divisé par 3. Dans des travaux récents, I. S. Golubtsov *et al.* [4.51] a effectué des simulations numériques sur le contrôle de la filamentation et la génération du continuum en changeant également la modulation de phase de l'impulsion initiale (pulse-phase modulation : PPM, autrement dit le chirp). Ils ont prédit qu'un décalage négatif de la modulation de phase initiale devrait décaler le commencement de la filamentation [4.38, 4.46-4.48] et prolonger de manière significative la longueur des canaux de plasma. Pour une durée d'impulsion de 800 fs une dérive en fréquence négative, la longueur de filamentation atteint 800 mètres et est 2,5 fois plus longue qu'avec une impulsion non chirpée ($\tau_0 = 21$ fs). Nos résultats sont qualitativement comparables à la plupart des prévisions faites à partir des calculs de Golubtsov *et al.* [4.45]. Néanmoins, la longueur calculée des canaux de plasma est beaucoup plus longue que notre optimum expérimental. La longueur calculée du canal ionisé atteint 800 mètres avec une durée d'impulsion de 800 fs, alors que nous trouvons une longueur maximum de 300 mètres pour une durée d'impulsion de 2.4 picosecondes. Les résultats numériques sont sensibles à la

forme spécifique du faisceau initial et aux paramètres de l'impulsion ; les résultats expérimentaux dépendent également de la détectivité de la procédure utilisée. Cela pourrait expliquer les désaccords entre leurs simulations et nos expériences, en dépit des tendances générales communes. Enfin, les lignes grises sur la figure 4.22 correspondent à la formation des canaux de lumière intenses, sans présence d'ionisation détectable. Comme nous allons le voir, de tels canaux lumineux sans présence d'ionisation mesurable peuvent se propager sur des distances allant jusqu'à 2350 m.

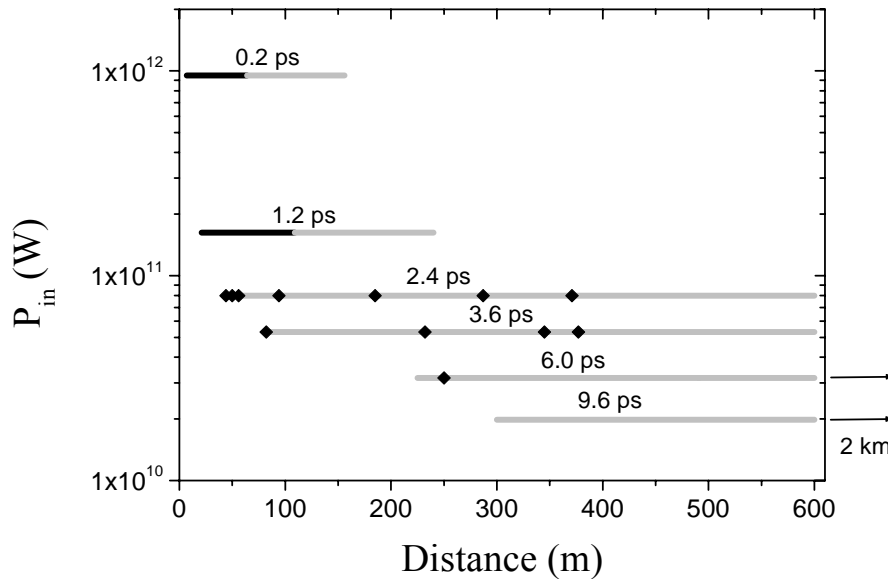


Figure 4.22 : Evolution de la longueur de filamentation en fonction de la distance de propagation en variant le chirp initial de l'impulsion laser. L'impulsion non chirpée a une durée minimum de 100 fs. Les lignes noires et les points noirs rendent compte de la présence d'ionisation par des canaux de plasma dans la section transverse du faisceau laser. Les lignes grises représentent la localisation des canaux de lumière intenses au cours de la propagation.

Le procédé employant le papier photosensible a été répété pour diverses durées d'impulsion initiales. Les résultats sont récapitulés dans la figure 4.23. Les degrés de noircissement des papiers photographiques correspondent chaque fois aux taches les plus intenses présentes dans le profil transverse du faisceau. Ils ont été tracés en fonction de la distance de propagation pour différents chirps initiaux négatifs. Dans la même figure, la valeur du seuil d'ionisation est représentée par une droite point-tirets horizontale. Le degré de noircissement pour chaque courbe au-dessus de la valeur du seuil d'ionisation doit être considéré avec prudence, car le papier devient saturé voire même brûlé. Cependant, il donne un critère plutôt fiable pour le début de l'ionisation et nous permet donc d'extraire la distance sur laquelle l'air est ionisé. Un optimum a été trouvé pour une impulsion chirpée négativement (durée de 2,4 ps). Pour cette valeur, l'ionisation a été observée sur plus de 300

mètres avec un maximum de cinq filaments générant des canaux de plasma dans le profil transverse du faisceau.

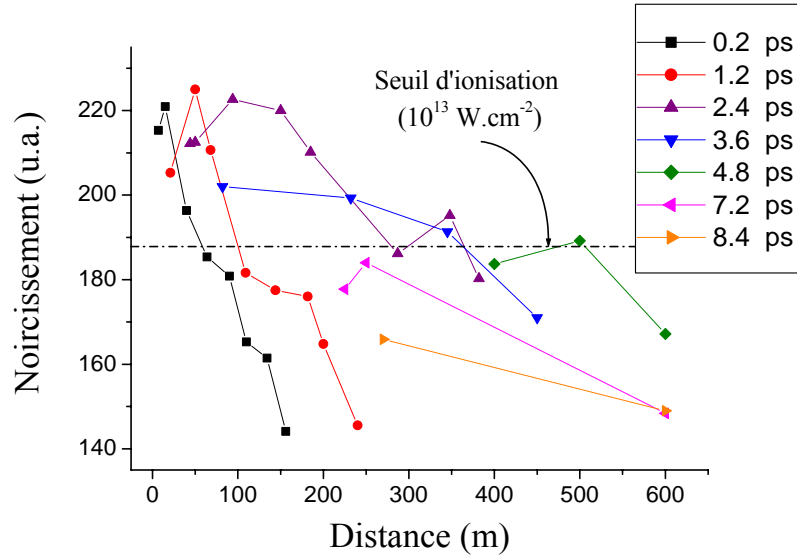


Figure 4.23 : Mesure du maximum d'intensité dans le profil du faisceau en fonction de la distance de propagation pour différentes durées d'impulsion étirée.

Enfin, nous allons nous intéresser brièvement à l'optimisation de la génération de continuum à longue distance. Le faisceau est arrêté par un écran blanc et a été photographié à l'aide d'un appareil photographique numérique à différentes distances et pour différentes durées d'impulsion. Dans la figure 4.24, on a représenté la section transverse du faisceau enregistrée à 1010 m pour deux valeurs de chirp différentes : $\tau_p = 0.2$ ps, $\tau_p = 9.6$ ps.

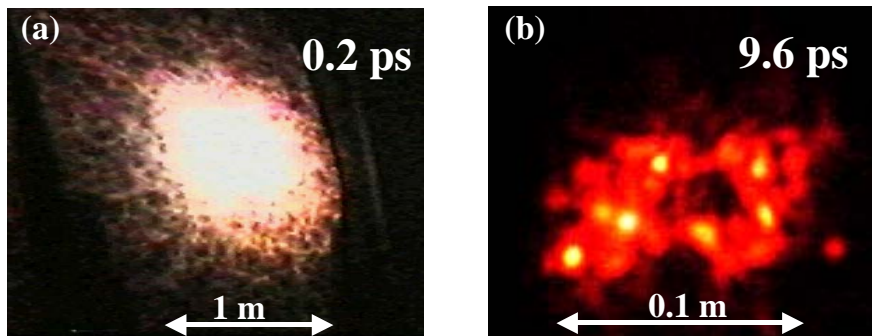


Figure 4.24 : Comparaison de deux profils transverses du faisceau laser à 1010 m : (a) chirp négatif minimum $\tau_p = 0.2$ ps, (b) chirp négatif maximum $\tau_p = 9.6$ ps.

La première photographie correspond à la plus courte durée d'impulsion qui peut être réalisée dans notre configuration, soit 0.2 ps. La seconde photographie correspond au chirp négatif le plus élevé que l'on puisse obtenir. On note dans le premier cas une génération lumineuse de continuum, sans points chauds observables, avec une divergence de faisceau de

1 mrad. Dans le deuxième cas, le profil du faisceau est faiblement comprimé, et des canaux lumineux (qui persistent au delà de 2350 m) sont clairement observables.

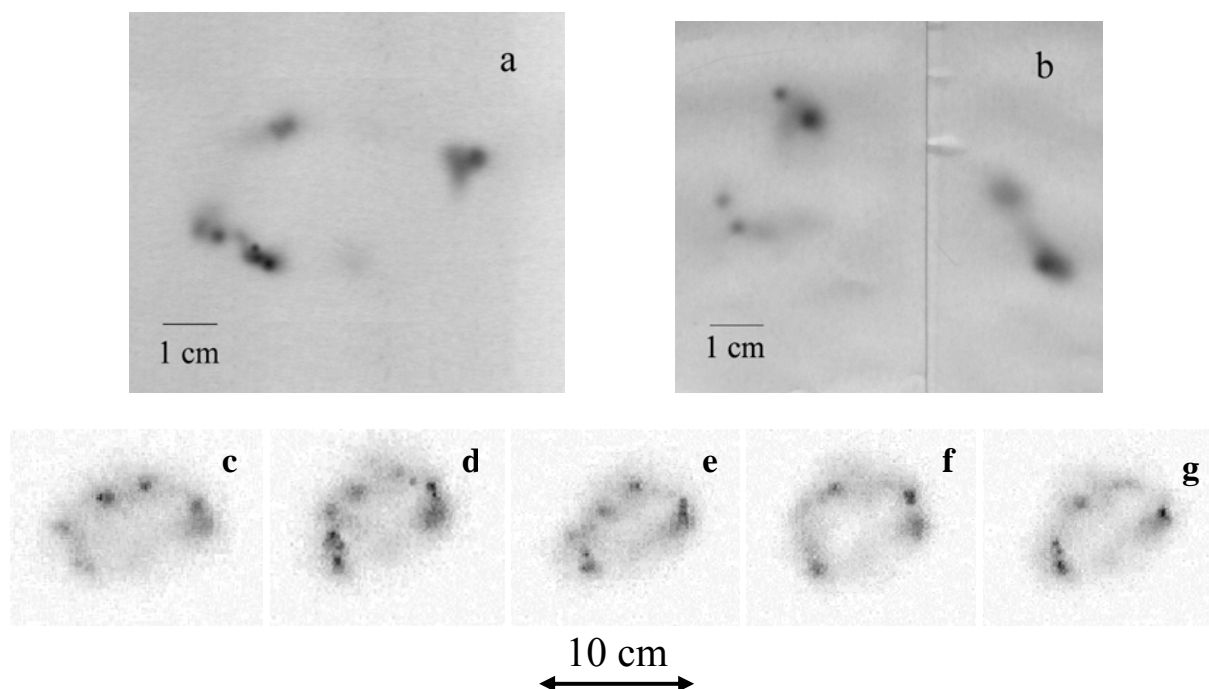


Figure 4.25 : Profils transverses du faisceau laser enregistrés à l'aide du papier photosensible. La durée initiale de l'impulsion est de 9.6 ps avec un chirp négatif. (a) $d = 630$ m, (b) $d = 1010$ m, (c)-(f) tirs laser pris avec un taux de répétition de 0.1 s. Les images (c)-(g) ont été enregistrées en imageant le faisceau sur un diffuseur avec un caméra CCD à une distance de 830 m.

Pour la durée d'impulsion la plus longue, 9.6 ps, nous avons imagé le profil transverse du faisceau laser à l'aide du papier photosensible à deux distances différentes : 630 m, et 1010 m (voir figures 4.25.a et 4.25.b). Les spots surintenses d'une taille de l'ordre du millimètre sont assez reproductibles d'un tir à l'autre ; on n'observe que de faibles fluctuations en position dans la section transverse du faisceau dues à la turbulence atmosphérique de l'air. Ces surintensités tendent à s'aligner en anneau sur la périphérie du faisceau laser. Ce comportement est mis en évidence dans les figures 4.25.c-4.25.g. Des résultats similaires sont obtenus pour des durées d'impulsions étirées entre 3 ps et 9.6 ps sur des distances pouvant aller jusqu'à 2350 m. De plus, plus de 80 % de l'énergie initiale du laser est toujours présente après plus d'un kilomètre de propagation dans l'air. La plupart de l'énergie étant contenue dans les canaux de lumière et dans les structures en réseau les reliant. Nous avons ensuite enregistré des photographies du profil de faisceau à une distance de 2350 m. Elles sont représentées dans les figures 4.26.a et 4.26.b. Comme nous l'avons vu précédemment, nous ne pouvions pas mettre en évidence la présence d'ionisation dans l'air dans ces conditions. Une évaluation de l'intensité laser à partir du noircissement du papier photographique donne une

valeur maximale d'environ $10^{12} \text{ W cm}^{-2}$. Si l'on suppose une efficacité de conversion de 1 à 10 % entre l'énergie de l'impulsion initiale et l'énergie dans le continuum, nous pouvons estimer la puissance ainsi que la fluence du continuum sur une distance de 1 kilomètre, puisque nous connaissons la divergence du faisceau. Nous trouvons une énergie de l'ordre de 2 à 20 mJ convertie dans le continuum pour un spectre compris entre 300 nm et 950 nm et une fluence de 2×10^{-7} à $2 \times 10^{-6} \text{ J cm}^{-2}$ pour une impulsion dont la durée est proche du minimum. D'autre part, avec un grand chirp négatif donnant une durée d'impulsion de 9.6 ps, nous avons typiquement entre 5 et 7 canaux de lumière à 1 km. Seuls les canaux de lumière produisent du continuum dans ce cas-ci. Si l'on suppose la même efficacité de conversion dans le continuum, soit de 1 à 10%, le rapport d'énergie convertie dans le continuum est de l'ordre de 10^{-6} (surface totale des tubes / surface du faisceau). Cependant, la fluence est identique. Par conséquent, nous concluons qu'un petit chirp négatif est mieux approprié aux applications où l'émission du continuum doit être maximisée.

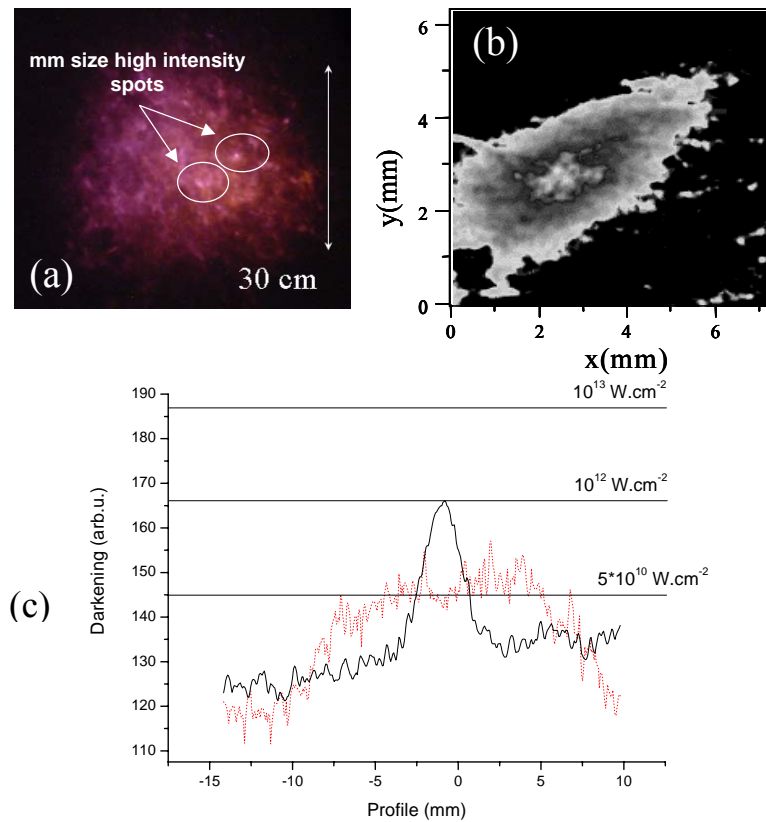


Figure 4.26 : (a) Profil transverse du faisceau laser enregistré à 2350 m, L'impulsion a une durée initiale étirée à 9.6 ps. Le temps d'exposition de la photo est de l'ordre de quelques secondes. (b) Détail d'un canal de lumière obtenu à partir d'une impression directe du faisceau sur du papier photosensible. (c) Profil transverse (trait continu) d'un canal de lumière à 2350 mètres. La courbe en pointillés représente le profil transverse réalisé en laboratoire (Energie $E = 20 \text{ mJ}$, durée d'impulsion $\tau_p = 120 \text{ fs}$, diamètre $\Phi = 2 \text{ cm}$) de manière à déterminer la limite basse de détectivité en intensité des canaux de lumière.

Le fait que l'ionisation est habituellement nécessaire pour contrebalancer l'auto-focalisation due à l'effet Kerr émerge des travaux sur la filamentation pour des énergies modérées (quelques puissances critiques). Pour la multi-filamentation générée par des laser de puissances élevées ($P \gg P_{cr}$), cette explication est toujours valable pour des filaments indépendants, une situation favorisée pour des impulsions non "chirpées".

Pour des faisceaux de grandes puissances et avec un grand chirp, un grand nombre de canaux de lumière intense peut être obtenu. L'ionisation multiphotonique ne joue pas un rôle dominant dans ce cas. L'ionisation n'intervient que très localement et que pour quelques cas particuliers comme on peut le remarquer dans la figure 4.22 pour une durée d'impulsion de 6 ps. On observe la présence d'ionisation à 250 m. En effet, l'intensité sur l'axe ne dépasse pas $10^{12} \text{ W cm}^{-2}$ expérimentalement et comme nous allons le voir numériquement aussi. Ainsi, l'effondrement d'un canal de lumière en un canal de plasma est rendu beaucoup plus difficile quand les canaux de lumière alentour empêchent une concentration importante d'énergie. D'autres mécanismes tels que la dispersion de vitesse de groupe deviennent alors beaucoup plus efficaces pour arrêter l'effondrement avant que l'ionisation apparaisse.

4.3.4 Simulations numériques : Autoguidage d'impulsion laser de puissances élevées sur de longues distances

Nous avons voulu vérifier ce comportement numériquement. Nous avons calculé la propagation du faisceau sur de longues distances dans l'air en utilisant un code numérique tridimensionnel incluant le temps (3D+1) développé par A. Couairon [4.39] (voir chapitre 2). Ce code a été modifié pour pouvoir prendre en compte les profils réels de nos expériences. Aucune turbulence atmosphérique n'est incluse dans ces calculs, d'une part parce que les profils transverses enregistrés expérimentalement étaient plutôt reproductibles d'un tir à l'autre, d'autre part parce que l'échelle de la taille des fluctuations d'indice de l'air (directement reliées aux fluctuations de température et de pression) est d'environ un millimètre [4.52] ce qui est légèrement plus grand que la dimension transverse des tubes de lumière et, enfin parce que les gradients d'intensité du profil super gaussien (« top hat ») (voir la figure 4.18) sont principalement à l'origine de l'organisation des canaux de lumière à la périphérie du faisceau.

Le profil initial d'intensité du faisceau à $d=0$ (voir figure 4.18) est introduit dans le code numérique comme condition numérique initiale. Nous allons explorer numériquement différents chirps initiaux correspondant à des durées d'impulsions comprises entre $\tau_p = 120$ fs et $\tau_p = 3$ ps. Nous couvrons ainsi les différents régimes allant des impulsions sans chirp aux impulsions avec un grand chirp. Nous allons présenter les résultats les plus représentatifs pour des durées d'impulsion comprises entre $0.5 \text{ ps} \leq \tau_p \leq 3 \text{ ps}$. L'énergie initiale du faisceau a été prise égale à 150 mJ. Les résultats de la distribution en fluence après une propagation de 68 m dans l'air sont représentés dans la figure 4.27 et comparés aux résultats expérimentaux. La figure montre plusieurs surintensités résultant de l'amplification des inhomogénéités du faisceau initial. Au cours de sa propagation et plus particulièrement au cours de la phase d'autofocalisation le profil en forme de « top hat » produit des anneaux. Les surintensités donnant naissance aux filaments se développent sur ces anneaux de diffraction et emmagasinent une grande partie de l'énergie du faisceau. De plus, en accord avec les résultats expérimentaux une partie non négligeable de l'énergie relie entre eux les canaux de lumière très intenses. La distribution en intensité du profil du faisceau ainsi que la position et la taille des surintensités est assez bien reproduite numériquement. On observe tout de même de petites différences dans le profil transverse du faisceau. Expérimentalement, des filaments apparaissent dans le centre du faisceau. Les fluctuations de tir à tir introduisent des différences de distribution en énergie qui génèrent des figures multi filamentaires similaires mais pas rigoureusement identiques après une propagation de 68 m. Les effets de la turbulence de l'air induisent aussi des différences notables sur la forme du faisceau et sur la localisation des canaux de lumière intenses. Après 60 mètres de propagation, l'intensité passe en dessous de $10^{12} \text{ W cm}^{-2}$ et on ne détecte plus aucune ionisation après 100 mètres de propagation. Ces simulations numériques montrent que la résolution de l'équation d'enveloppe non linéaire décrit les expériences de façon satisfaisante même pour des puissances très élevées ($P \gg P_{\text{cr}}$).

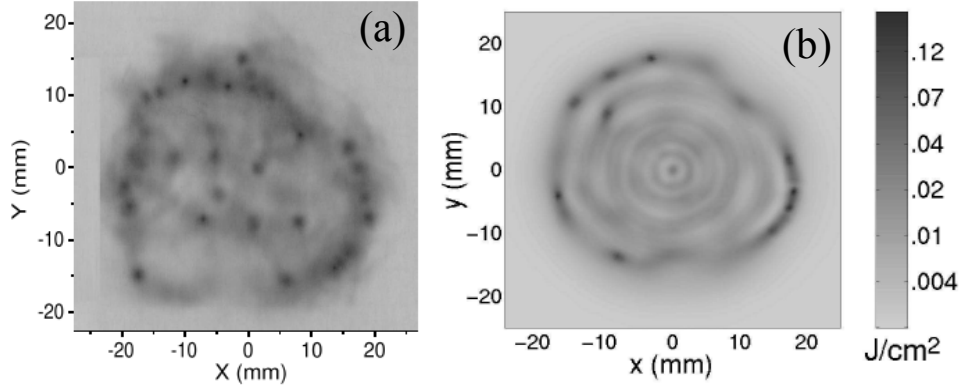


Figure 4.27 : (a) Profil transverse expérimental du faisceau laser enregistré à 68 m. (b) Profil transverse calculé numériquement à la même distance.

Afin d'avoir une meilleure compréhension du mécanisme physique empêchant l'effondrement du faisceau lors d'une propagation sur de longues distances, nous avons effectué des simulations en utilisant un profil de faisceau super gaussien simulant notre expérience : $E(x, y, z = 0, t) \propto \exp\left(-\left(x^2 + y^2\right)^3 / w_0^6\right)$ avec un rayon de col $w_0 = 17$ mm sur lequel nous avons rajouté des irrégularités et différents ordres de perturbation.

Dans un premier temps nous avons considéré le profil super gaussien radialement symétrique sans aucune perturbation. Le profil reste symétrique au cours de la propagation. Comme pour une simulation 2D+1, des anneaux de diffraction sont formés et fusionnent en un filament central, mais ne tendent pas à se structurer en plusieurs filaments. L'intensité crête est suffisante pour ioniser l'air et on retrouve une propagation classique sous forme de filament comprenant la saturation de l'effet Kerr par le plasma dont la densité électronique est de l'ordre de 10^{16} cm^{-3} . Nous avons ensuite étudié numériquement le cas d'une filamentation multiple générée par le même profil de faisceau auquel on a ajouté des perturbations azimutales décrivant un mode avec un ordre spécifique. Nous avons utilisé des impulsions gaussiennes avec un chirp négatif et nous avons fait varier leur durée entre 120 fs et 3 ps. Les perturbations contiennent environ 1% de l'énergie initiale et sont amplifiées préférentiellement sur les anneaux se trouvant à la périphérie du faisceau. Sur ces mêmes anneaux se développent durant la phase d'auto-focalisation des spots surintenses générant ainsi des canaux de lumière.

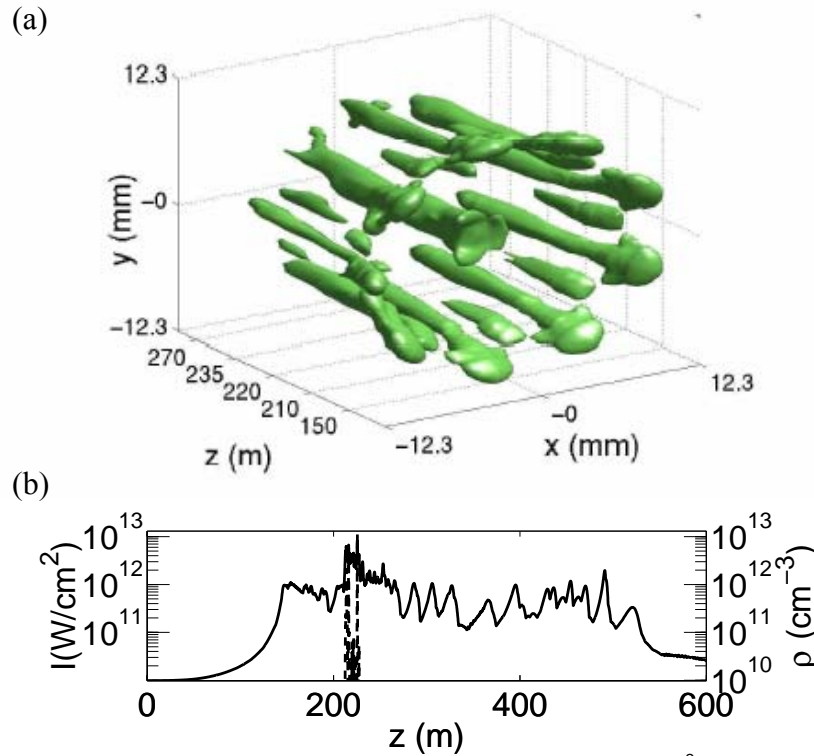


Figure 4.28 : (a) distribution de la fluence en isosurface pour 0.03 J.cm^{-2} . (b) Intensité maximum (courbe continue, échelle de gauche), et densité électronique (courbe tiret, échelle de droite) en fonction de la distance de propagation pour une durée d'impulsion $\tau_p = 1.5 \text{ ps}$ avec un chirp négatif.

Nous avons représenté dans la figure 4.28 des résultats caractéristiques pour une durée d'impulsion $\tau_p = 1.5 \text{ ps}$. Les perturbations en forme de modes azimuthaux sont d'ordre 9 dans la figure 4.28 et d'ordre 10 dans la figure 4.30. La figure 4.28.a représente la distribution de la fluence en isosurface sur une distance de propagation de 300 m. Le détail de la distribution en fluence à deux distances proches est donné dans les figures 4.29.a et 4.29.b. Nous observons une figure multi-filamentaire très organisée et très régulière de canaux de lumière. Ces neuf canaux sont formés dès la phase d'auto-focalisation vers environ 150 m et subsistent tout au long de la propagation jusqu'à 500 m. Leur diamètre est à peu près constant et est de l'ordre du millimètre. Les canaux de lumière sont localisés sur un anneau dont le diamètre est un peu plus petit que le diamètre initial du faisceau et sont espacés régulièrement comme les lobes en intensités du profil initial. La durée d'impulsion dans les canaux de lumière est de l'ordre de 100 fs et l'impulsion pour chaque surintensité se structure en plusieurs sous-impulsions. Le même phénomène est observé sur de longues distances pour des impulsions avec des chirps plus grands.

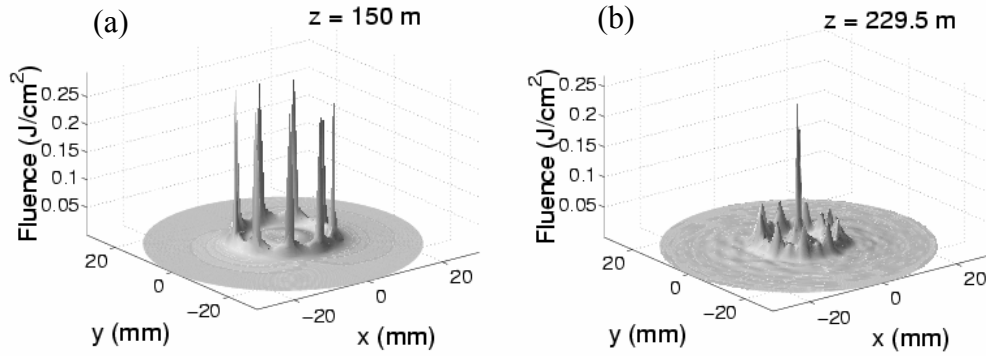


Figure 4.29 : (a) et (b) Distribution en fluence calculée pour une durée d'impulsion de $\tau_p = 1.5$ ps à (a) $z = 150$ m et (b) $z = 229.5$ m pour une perturbation azimutale d'ordre 9 et une durée d'impulsion de 1.5 ps.

Le fait que le nombre de canaux de lumière présents dans le faisceau est égal au nombre de modes perturbatifs azimutaux du faisceau initial est un résultat caractéristique. En effet, si l'on injecte un mode azimutal d'ordre supérieur le nombre de canaux augmente et est égal au nombre de lobes du mode perturbatif initial. Chaque canal de lumière semble évoluer indépendamment de son voisin. Comme nous l'avons vu expérimentalement, ceci s'apparente à une compétition entre les canaux de lumière pour emmagasiner l'énergie présente dans le faisceau. La figure 4.28.b montre que l'intensité maximum (courbe continue, échelle de gauche) ne dépasse pas $10^{12} \text{ W cm}^{-2}$ dans les canaux de lumière. La première étape après environ 150 m de propagation correspond à la formation des canaux de lumière provenant de l'instabilité modulationnelle due à l'auto-focalisation par effet Kerr [4.18]. Dans la région où l'intensité est la plus élevée dans les canaux de lumière, soit à environ 210 m, on observe la formation de canaux de plasma très localisés avec une densité électronique de quelques 10^{12} cm^{-3} (courbe tiret, échelle de droite). Lorsque la durée de l'impulsion initiale est étirée, la densité électronique maximum reste constante sur quelques mètres, mais à mesure que l'on augmente la durée, ces plasmas sont localisés à des distances de plus en plus éloignées. De plus, la présence du plasma ne sature pas l'auto-focalisation comme dans le cas classique d'une filamentation femtoseconde. Le plasma agit localement comme un processus nécessaire de régularisation au cours de la propagation des canaux de lumière. En effet, si l'on "débranche" l'ionisation du programme (après le premier pic localisé d'ionisation) l'intensité des canaux de lumière suit la même évolution que lorsque l'ionisation est "branchée".

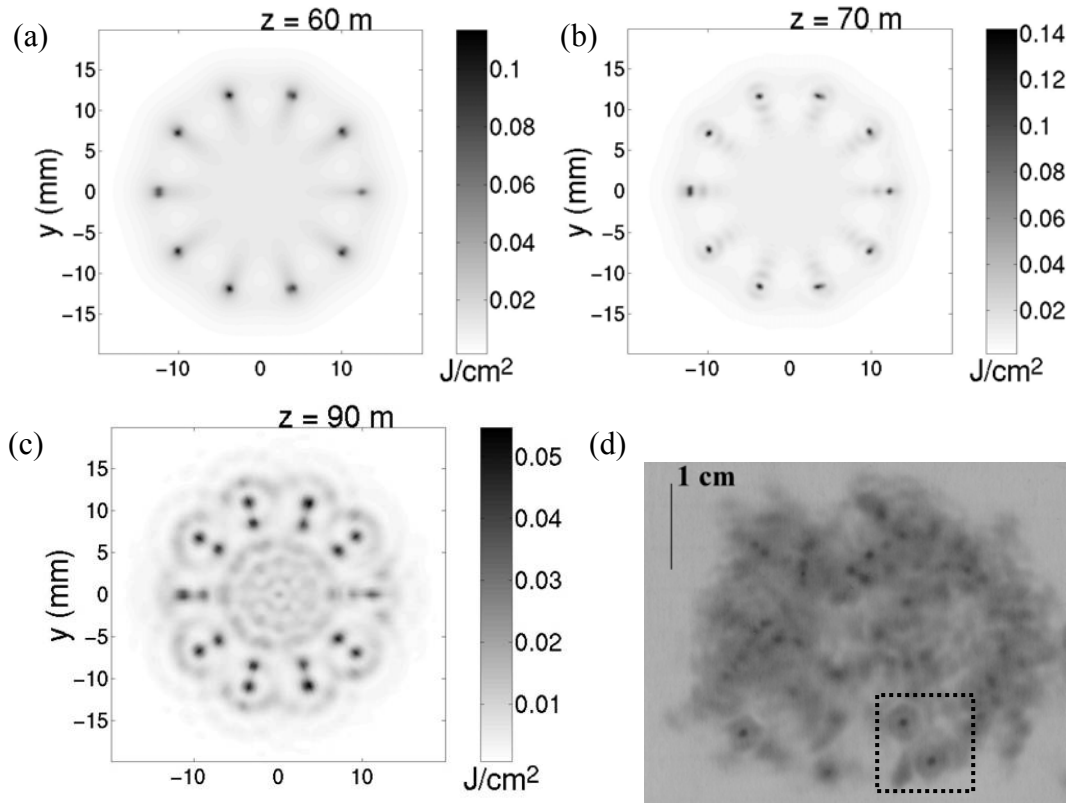


Figure 4.30 : (a), (b) et (c) Distribution en fluence calculée pour une durée d'impulsion de $\tau_p = 0.5$ ps à (a) $z = 60$ m, (b) $z = 70$ m et (c) $z = 90$ m. (d) Profil transverse expérimental du faisceau laser enregistré à 40 m pour une durée d'impulsion de $\tau_p = 0.2$ ps. Les deux filaments en bas à droite du papier photographique fusionnent à 64 m.

Les figures 4.30.a-4.30.c montrent l'évolution calculée de la distribution en fluence entre 60 m et 90 m pour une durée d'impulsion de 0.5 ps. On observe que chaque filament après 60 m se scinde en deux canaux de lumière d'intensité plus faible. Après 90 m, chacune des paires de filaments fusionnent pour donner le même type de structure que sur la figure 4.30.a. Nous avons observé expérimentalement le même type de comportement pour une durée d'impulsion plus faible (voir figure 4.30.d). Ceci illustre très bien comment un filament fils peut être formé au cours de la propagation grâce aux interférences constructives dues à la cohérence du faisceau. En ce sens, les interférences et l'effet Kerr agissent pour rediriger l'énergie du canal de lumière parent vers le canal de lumière fils.

4.4 CONCLUSION DU CHAPITRE 4

En conclusion, nous avons montré que la longueur d'une colonne de plasma peut être augmentée significativement, mais seulement pour un délai spécifique entre les deux impulsions lasers initiales. Ces résultats sont en bon accord avec les simulations numériques qui introduisent des conditions initiales très proches des conditions expérimentales. De plus, ces expériences mettent en évidence la réduction temporelle de l'impulsion autoguidée à l'intérieur du filament, encore une fois en bon accord avec les prédictions théoriques. La longueur d'un canal de plasma peut être ainsi augmentée en connectant plusieurs filaments produits en ligne.

Nous avons aussi montré qu'il est possible de contrôler la longueur et la localisation des filaments dans l'air en jouant sur la dérive en fréquence (chirp) de l'impulsion pour des puissances laser bien supérieures à la puissance critique. Nous avons étudié le profil en intensité d'un faisceau femtoseconde IR intense en fonction de la distance, jusqu'à 2350 m pour différents chirps. En utilisant différentes techniques (conductivité électrique, papier photographique), nous avons pu mesurer la distance sur laquelle l'ionisation était observable. Nous avons trouvé une distance maximum d'ionisation de 300 m pour un chirp négatif correspondant à une durée d'impulsion initiale de 2.4 ps. Nous avons aussi montré qu'en agissant sur le chirp initial de l'impulsion laser on pouvait maximiser soit la génération d'un continuum de fréquences, soit la présence de canaux de plasma à des distances données, soit la longueur d'intenses canaux de lumière. Ces canaux de lumière intenses ont été observés jusqu'à 2350 m et leur intensité est de l'ordre de $10^{12} \text{ W cm}^{-2}$.

Plusieurs problèmes restent à résoudre. Quel est l'effet de la longueur d'onde du laser, de sa durée initiale ? Quelle est la précision de pointé à longue distance ? Ceci passera par une étude de l'influence de la turbulence de l'air sur la filamentation. Enfin, nous venons de voir qu'il est possible de contrôler et de déterminer le début de la filamentation à une (longue) distance donnée, avec précision. Les premières mesures effectuées dans le cadre de ce travail sont encourageantes, mais nécessitent plus d'efforts. A cet égard, la possibilité d'organiser les structures filamentaires ouvre une piste intéressante, car les simulations montrent qu'il pourrait être possible de faire fusionner les filaments multiples.

REFERENCES

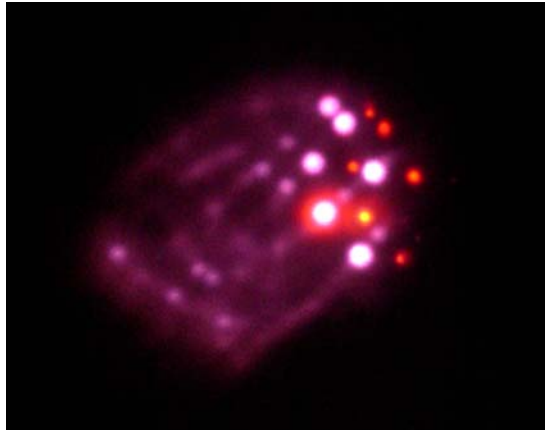
- [4.1] L. Wöste, C. Wedekind, H. Wille, P. Rairoux, B. Stein, S. Nikolov, Ch. Werner, St. Niedermeier, F. Ronneberger, H. Schillinger, R. Sauerbrey, *Laser Optoelektron.* 29 (1997) 51.
- [4.2] P. Rairoux, H. Schillinger, S. Neirdeimer, M. Rodriguez, F. Ronneberger, R. Sauerbrey, B. Stein, D. Waite, C. Wedekind, H. Wille, L. Wöste, C. Zeiner, *Appl. Phys. B* 71, 573 (2000).
- [4.3] J. Yu et al., *Opt. Lett.* 26 (2001) 533.
- [4.4] G. Méjean, J. Kasparian, J. Yu, S. Frey, E. Salmon and J.-P. Wolf, *Appl. Phys. B* 78 (2004) 535.
- [4.5] Zhao, X. M., J.-C. Diels, C. Y. Wang et J. M. Elizondo, *IEEE Journal of Quantum Electronics* 31 (1995) 599.
- [4.6] La Fontaine, B., F. Vidal, Z. Jiang, C. Y. Chien, D. Comtois, A. Desparois, T. W. Johnson, J.-C. Kieffer et H. Pépin, *Phys. plasmas* 6, p. 1615 (1999).
- [4.7] D. Comtois et al. *IEEE Transaction on Plasmas Science* 31 (2003) 377.
- [4.8] Miguel Rodriguez, Riad Bourayou, Guillaume Méjean, Jérôme Kasparian, Jin Yu, Estelle Salmon, Alexander Scholz, Bringfried Stecklum, Jochen Eislöffel, Uwe Laux, Artie P. Hatzes, Roland Sauerbrey, Ludger Wöste, and Jean-Pierre Wolf, *PRE* 69, 036607 (2004).
- [4.9] Ph. Rohwetter, J. Yu, G. Méjean, K. Stelmaszczyk, E. Salmon, J. Kasparian, J.-P. Wolf and L. Wöste, *J. Anal. At. Spectrom.* 19 (2004) 437.
- [4.10] C.-C. Cheng, E. M. Wright, J. V. Moloney, *Generation of Electromagnetic Pulses from Plasma Channels Induced by Femtosecond Light Strings*, *Phys. Rev. Lett.* 87, 213001 (2001).
- [4.11] P. Sprangle, J. R. Peñano, B. Hafizi, A. Ting, D. F. Gordon, C. A. Kapetanakis, *Ultrashort laser pulses and electromagnetic pulse generation in air and on dielectric surfaces*, *Pys. Rev. E* 69 (6), 066415 (2004).
- [4.12] J. R. Peñano, P. Sprangle, B. Hafizi, A. Ting, D. F. Gordon, C. A. Kapetanakis, *Propagation of ultra-short, intense laser pulses in air*, *Phys. Plasmas* 11 (5), 2865-2874 (2004).
- [4.13] S. Tzortzakis, G. Méchain, G.-B. Patalano, Y.-B. André, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, J.-M. Munier, M. Gheudin, G. Beaudin, P. Encrenaz, *Coherent sub-*

- THz radiation from Femtosecond infrared filaments in air*, Opt. Lett. **27**, 1944 (2002).
- [4.14] G. Méchain, S. Tzortzakis, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, B. Leriche, Appl. Phys. B **77** (2003), 707.
- [4.15] H. R. Lange, A. Chiron, J.-F. Ripoche, A. Mysyrowicz, P. Breger, P. Agostini, *High-order harmonic generation and quasi-phase matching in xenon using self-guided femtosecond pulses*, Phys. Rev. Lett. **81**, N°8 1611-1613 (1998).
- [4.16] T. Brabec, F. Krausz, Rev. Mod. Phys. **72**, p. 545 (2000).
- [4.17] J. Kasparian, M. Rodriguez, G. Méjean, J. Yu, E. Salmon, H. Wille, R. Bourayou, S. Frey, Y.-B. André, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J.-P. Wolf, L. Wöste, *White light filaments for atmospheric Analysis*, Science, **301**, 61-64 (2003).
- [4.18] V.I. Bespalov, and V.I. Talanov, JETP Lett. **3**, (1966) 307.
- [4.19] G. Fibich and B. Ilan, Phys. Rev. Lett. **89** (2002), 013901. Ibid. Physica D **157**, 112 (2001).
- [4.20] M. Mlejnek, M. Kolesik, E. M. Wright, and J.V. Moloney, Phys. Rev. Lett. **83**, 2938 (1999).
- [4.21] S. Tzortzakis, M Franco, Y.-B. André, A. Chiron, B. Lamouroux, B. S. Prade and A. Mysyrowicz, *Formation of a conducting channel in air by self-guided femtosecond laser pulses*, Physical Review E **60**, R3505-R3507 (1999).
- [4.22] A. Talebpour , S. Petit, S.L. Chin, *Re-focusing during the propagation of a focused femtosecond Ti:Sapphire laser pulse in air*, Opt. Com. **171**, 285-290 (1999).
- [4.23] E. Yablonovitch, Self-phase modulation and short pulse generation from laser-breakdown plasmas, Pys. Rev. A **10**, n° 5, pp. 1888-1895 (1974).
- [4.24] Wm. M. Wood, C. W. Siders and M. C. Downer, Measurement of femtosecond ionization dynamics of atmospheric density gases by spectral blueshifting, Phys. Rev. Lett. **67**, n° 25, pp. 3523-3526 (1991).
- [4.25] S. C. Rae and K. Burnett, *Detailed simulations of plasma induced spectral blueshifting*, Phys. Rev. A **46**, n° 2, pp. 1084-1091 (1992).
- [4.26] T. Brabec, F. Krausz, Nonlinear Optical Pulse Propagation in the Single-Cycle Regime, Phys. Rev. Lett. **78**, p. 3282 (1997).
- [4.27] M. Kolesik, J. V. Moloney, E. M. Wright, *Polarization dynamics of femtosecond pulses propagating in air*, Phy. Rev. E **64**, p. 046607 (2001).

-
- [4.28] A. Couairon, S. Tzortzakis, L. Bergé, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz, *Infrared femtosecond light filaments in air: simulations and experiments*, J. Opt. Soc. Am. B **19**, 1117 (2002).
 - [4.29] M. Mlejnek, E. M. Wright, J. V. Moloney, Opt. Lett. 23, p. 382 (1998).
 - [4.30] A. Couairon, Phys. Rev. A 68, p.015801 (2003).
 - [4.31] A. Chiron, H.R. Lange, J-F Ripoche, B. Lamouroux, M.A. Franco, B.S. Prade and A. Mysyrowicz, *Numerical simulations of the nonlinear propagation of femtosecond optical pulses in gases*, Eur. Phys. J. D. **6**, 383-396 (1999).
 - [4.32] S. Henz, J. Herrmann, Phys. Rev. A 59, p. 2528 (1999).
 - [4.33] O. G. Kosareva, V. P. Kandidov, A. Brodeur, C.Y. Chien, S. L. Chin, Opt. Lett. 23, p. 534 (1997).
 - [4.34] A. Zozulya, S. A. Diddams, A. G. Van Engen, T. S. Clement, Phys. Rev. Lett. 82, p. 1430 (1999).
 - [4.35] I. G. Koprnikov, A. Suda, P. Wang, P. Wang, K. Midorikawa, Phys. Rev. Lett. 88, p. 3847 (2000).
 - [4.36] S. Tzortzakis, L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, and L. Bergé, *Self-guided propagation of ultrashort IR laser pulses in fused silica*, Phys. Rev. Lett. **87**, p. 213902 (2001).
 - [4.37] C. P. Hauri, W. Kornelis, F. W. Helbing, A. Couairon, A. Mysyrowicz, J. Biegert, U. Keller, *Generation of intense, carrier-envelope phase-locked few-cycle laser pulses through filamentation*, Appl. Phys. B **79**, p. 673 (2004).
 - [4.38] H. Wille, M. Rodriguez, J. Kasparian, D. Mondelain, J. Yu, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J.-P. Wolf, L. Wöste, Eur. Phys. J AP 20, 183 (2002).
 - [4.39] G. Méchain, A. Couairon, Y.-B. André, C. D'Amico, M. Franco, B. Prade, S. Tzortzakis, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, *Long range self-channeling of infrared laser pulses in air: a new propagation regime without ionisation*, Applied Physics B, **79**, 379-382 (2004).
 - [4.40] G. Méchain, C. D'Amico, Y.-B. André, S. Tzortzakis, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, E. Salmon, R. Sauerbrey, *Length of plasma filaments created in air by a multiterawatt femtosecond laser*, Optics Communications, **247**, 171 (2005).
 - [4.41] D. Steickland, G. Mourou, Opt. Comun. 56, 35 (1975).
 - [4.42] P. Maine, D. Strickland, P. Bado, M. Pessot, and G. Mourou, IEEE J. Quantum Elecrtion. 24 (1988) 398.

- [4.43] Govin P. Agrawal, Nonlinear fiber optics, Quantum Electronics-Principles and Applications, Academic Press inc. (London) (1989).
- [4.44] Sprangle, P., J. R. Peñano et B. Hafizi, *Propagation of intense short laser pulses in the atmosphere*, Physical Review E **66**, 046418 (2002).
- [4.45] I. S. Golubtsov, V. P. Kandidov, O.G. Kosareva, Quantum Electron. 33 (2003) 525.
- [4.46] M. Rodriguez, R. Sauerbrey, H. Wille, L. Wöste, T. Fujii, Y.-B. André, A. Mysyrowicz, L. Klingbeil, K. Rethmeier, W. Kalkner, J. Kasparian, E. Salmon, J. Yu and J.-P. Wolf, Opt. Lett. 27 (2002) 772.
- [4.47] J. H. Marburger, Progr. Quantum Electron. 4 (1975) 35.
- [4.48] J. Kasparian, R. Sauerbrey, D. Mondelain, S. Niedermeier, J. Yu, J.-P. Wolf, Y.-B. André, M. Franco, B. Prade, S. Tzortzakis, A. Mysyrowicz, M. Rodriguez, H. Wille, and L. Wöste, Opt. Lett. 25 (2000) 1397.
- [4.49] V. P. Kandidov, O. G. Kosareva, A. A. Koltun Quantum Electronics 33, 69 (2003).
- [4.50] A. Couaïron, G. Méchain, S. Tzortzakis, B. Lamouroux, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, Opt. Commun. **225**, 177 (2003).
- [4.51] G. Méchain, A. Couaïron, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, Phys. Rev. Lett. **93**, 35003 (2004).
- [4.52] S.L. Chin, A. Talebpour, J. Yang, S. Petit, V.P. Kandidov, O.G. Kosareva, M.P. Tamarov, *Filamentation of femtosecond laser pulses in turbulent air*, Applied Physics B **74**, 67-76 (2002).

CHAPITRE 5 :
ORGANISATION DE FILAMENTS DANS L'AIR



5. ORGANISATION DE FILAMENTS DANS L'AIR

5.1 INTRODUCTION

Comme nous venons de le voir, lorsque la puissance de l'impulsion dépasse largement la puissance critique, des surintensités locales apparaissent dans la pupille. Ce phénomène est connu sous le nom de filamentation multiple. Ces canaux de lumière intenses, qui sont des filaments qui ionisent l'air, se propagent et interagissent tout au long de la propagation. Sous certaines conditions, ils peuvent fusionner avant la phase finale de diffraction [5.1]. Jusqu'à présent deux explications ont été proposées pour expliquer la brisure du faisceau en plusieurs surintensités. L'explication standard dans la littérature a été fournie par Bepalov et Talanov [5.2] qui prédisent que le processus de multi-filamentation est initié à partir des fluctuations aléatoires de l'intensité du faisceau (instabilité modulationnelle). L'application de cette théorie au cas de la filamentation femtoseconde développée par Mlejnek *et al.* [3] a donné lieu au modèle de turbulence optique. Comme le bruit est par définition aléatoire, cela implique que les figures multifilamentaires doivent être différentes d'un tir à l'autre, en d'autres termes le nombre et la localisation dans l'espace n'est pas prédictible. Ce comportement constitue un sérieux inconvénient pour toutes les applications nécessitant une localisation précise. De plus, pour les lasers de puissances élevées le bruit est une donnée inhérente qu'il est difficile de supprimer au point d'avoir une multi-filamentation déterministe. Dans une étude récente G. Fibish *et al.* [5.4] ont prédit que les effets vectoriels déterministes peuvent prédominer sur la turbulence optique dans la génération de filaments multiples. Ces effets vectoriels résultent du fait que la composante longitudinale du champ électrique devient plus importante lorsque le faisceau est fortement focalisé et donc que la propagation du faisceau est non paraxiale. Ainsi, pour un faisceau de quelques puissances critiques polarisé linéairement, la figure multifilamentaire doit s'aligner transversalement suivant la direction de la polarisation. Néanmoins, ce mécanisme prédit par Fibish *et al.* [5.4] n'a pas été mis en évidence expérimentalement à ce jour.

Ce chapitre exposera des résultats expérimentaux et numériques qui plaident en la faveur de la nature déterministe du phénomène de multi-filamentation femtoseconde. Ce processus peut être contrôlé de différentes manières même si le bruit initial du faisceau peut modifier la formation des filaments. Contrairement au modèle de l'instabilité induite par la polarisation, nous montrerons qu'il est possible d'organiser la multi-filamentation dans l'air en imposant

des conditions initiales d'amplitude et de phase au faisceau. Un simple diaphragme de forme donnée permet de modifier les contours du faisceau et de contrôler le nombre, la position et l'évolution ultérieure de la filamentation multiple sous la forme d'une figure géométrique prédéterminée. Une distorsion de phase, par exemple l'astigmatisme, permet également d'obtenir les mêmes effets, avec l'avantage de minimiser les pertes en énergie. Les figures de multi-filamentation obtenues sont très stables et reproductibles. Enfin, les figures expérimentales de multi-filamentation (avec un bruit inhérent) sont en très bon accord avec les simulations numériques (sans bruit ajouté), confirmant ainsi le caractère déterministe du processus.

5.2 ORGANISATION DE FILAMENTS DANS L'AIR : ETUDE EXPERIMENTAL

5.2.1 *Effet d'un masque d'amplitude*

Pour nos expériences, nous avons utilisé le laser de la « salle verte » décrit en détails dans le chapitre 2 (voir § 3.2). Le faisceau à la sortie du compresseur (waist ~ 12 mm) est envoyé au travers d'un masque d'amplitude puis d'un afocal qui réduit de moitié sa taille. Cet afocal est déréglé et rendu convergent avec une focale de 5.6 mètres pour des raisons de tenue au flux de la lentille divergente. Le masque en forme de trèfle a été découpé dans une plaque de métal. Le contour obtenu peut être approximé en coordonnées polaires par la fonction $m(\rho, \theta) = m_0(1 + 0.2 \times \cos(3\theta))$ avec $m_0 = 7.2$ mm (voir figure 5.1). L'énergie contenue dans la pupille vaut 14 mJ. Cependant, le faisceau n'était pas de symétrie circulaire, il avait une forme oblongue verticale. Pour obtenir trois filaments repartis en triangle, le faisceau est centré dans le coin supérieur gauche du trèfle.

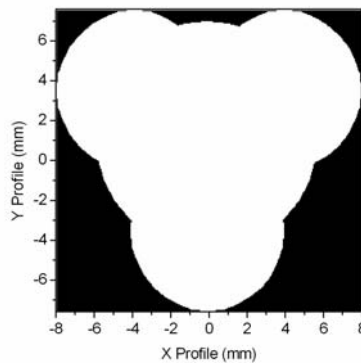


Figure 5.1 : Représentation schématique du masque en forme de trèfle. Ce masque a été obtenu en perçant quatre trous : trois trous de 8 mm de diamètre répartis sur un triangle équilatéral de 8 mm de côté et un trou central de 11.5 mm de diamètre.

Une caméra CCD de dimensions 5 mm par 3.5 mm est placée à 2.20 mètres de la lentille divergente. De manière à imager le profil du faisceau, on installe sur le trajet une lame de verre inclinée à 45° dont on forme l'image à l'aide d'une lentille de focale $f = 50$ mm avec un grandissement unitaire. A faible intensité (voir figure 5.2.a), on observe dans la tache de diffraction une zone de surintensités en forme de triangle. Lorsqu'on augmente l'intensité laser, l'auto-focalisation amplifie ces inhomogénéités et trois filaments viennent se former au voisinage des sommets du triangle (voir figure 5.2.b). La lame de verre permettant d'imager le faisceau a été déplacée après chaque tir pour éviter des dommages permanents induits par les

filaments. La position des filaments est assez stable, mais la reproductibilité due au fait que le laser n'est pas de symétrie circulaire n'est pas satisfaisante.

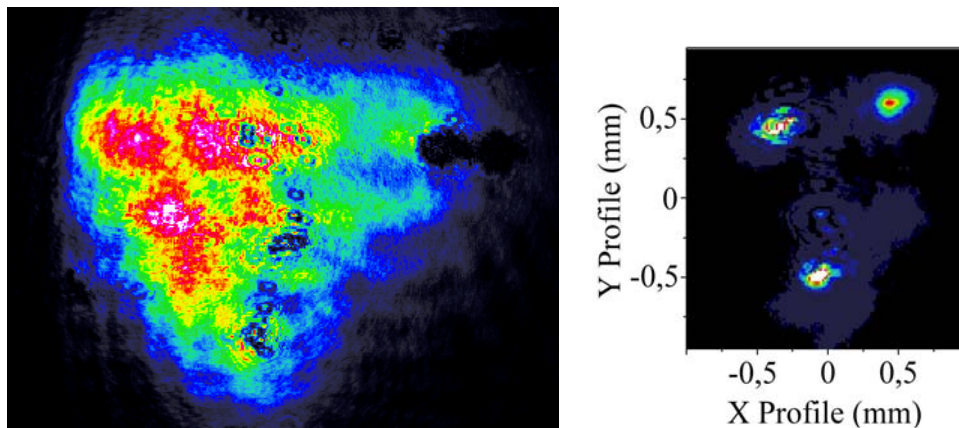


Figure 5.2 : (a) Tache de diffraction du faisceau à basse intensité à 2.20 m. (b) Profil de filamentation pour $E_{in} = 14$ mJ à la même distance.

Le profil du faisceau laser a été corrigé pour obtenir une gaussienne à symétrie de révolution. Elle a été centrée sur le masque en forme de trèfle. Cependant, le profil étant gaussien, le maximum d'énergie est concentré au centre du masque. Les filaments viennent alors se former au centre de la tache de diffraction avec des positions aléatoires d'un tir à l'autre. Afin d'avoir une répartition en énergie plus homogène sur l'ensemble du masque, nous avons réalisé une seconde expérience avec un masque en forme de trèfle plus petit $m_0 = 6.25$ mm muni d'un disque opaque de 5 mm de diamètre au centre. Le masque final obtenu est représenté figure 5.3.a. Pour optimiser la formation de filaments en triangle, il a fallu aussi éloigner le foyer. Le système reste convergent avec une focale de 7.7 mètres (réduction d'un facteur $3/2$). L'énergie à l'intérieur de la pupille vaut 7.5 mJ. Le profil du faisceau est enregistré pour différentes distances (voir figures 5.4.a-d). L'ionisation commence à 4.20 m, et on observe une figure multi-filamentaire stable de symétrie ternaire. Après 5.50 mètres (figure 4.5.d), les filaments fusionnent en un filament unique situé au centre du faisceau. La puissance délivrée par le laser n'était suffisante pour pouvoir obtenir des figures avec plus de filaments.

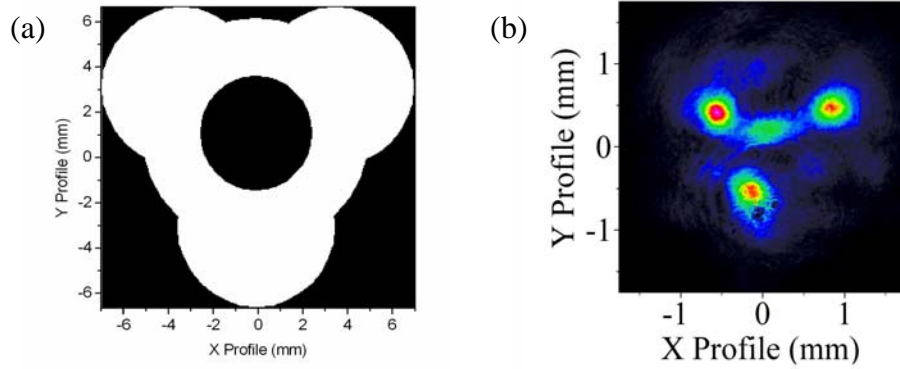


Figure 5.3 : (a) Représentation schématique du masque en forme de trèfle. Un disque opaque de 5 mm de diamètre est placé au centre du masque. (b) Figure multi-filamentaire caractéristique obtenue après 4.2 mètres de propagation.

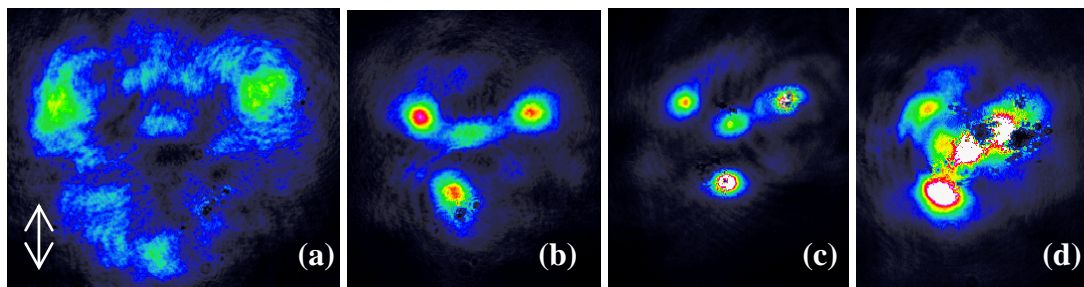


Figure 5.4 : Profil du faisceau laser mesuré à différentes distances : (a) $z = 3.75$ m; (b) $z = 4.20$ m ; (c) $z = 4.75$ m ; (d) $z = 5.50$ m.

Des figures multi-filamentaires avec un nombre de filaments plus important peuvent être obtenues avec des faisceaux collimatés de puissances plus élevées. La figure 5.4.a représente une exposition photographique enregistrée après 68 m de propagation. Le laser utilisé était le laser Teramobile [5.5] décrit plus en détail dans le chapitre 3 (voir § 3.2). L'énergie et la durée de l'impulsion initiale étaient respectivement de 190 mJ et de 1.2 ps [5.6]. On peut clairement observer dans la section transverse la présence d'un grand nombre de canaux d'intensités élevées qui tendent à apparaître sur un anneau à la périphérie du faisceau. La structure multi-filamentaire en anneau peut être comprise en considérant le profil super gaussien initial du faisceau. En effet, on remarque que les filaments viennent se former sur les gradients d'intensité les plus importants. Or dans le cas d'un faisceau en forme de « top-hat », les gradients les plus importants se situent à la périphérie du faisceau. Les figures obtenues sont très reproductibles d'un tir à l'autre hormis quelques fluctuations autour de leur position. Ces légères fluctuations sont dues aux fluctuations d'énergie d'un tir à l'autre que l'on peut corrélérer aux variations d'énergie du faisceau et aux effets de la turbulence atmosphérique. Il est possible d'obtenir le même genre de figure en anneau en diaphragmant un faisceau

gaussien collimaté. La figure 5.5.b représente une figure multi-filamentaires comprenant 5 à 6 filaments obtenus à une distance de 30 m en utilisant la seconde harmonique d'un laser de plus faible puissance (laser « salle verte ») dont le profil gaussien a été diaphragmé. On observe un nombre plus important de filaments dans la partie basse du profil en raison d'un gradient d'intensité plus important dans cette région.

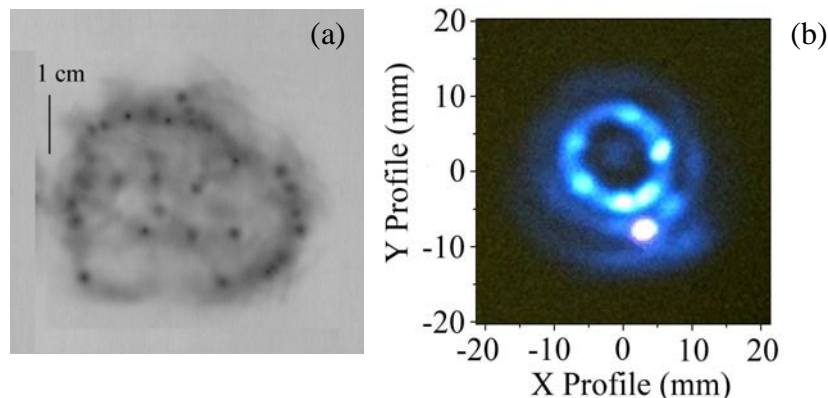


Figure 5.5 : Figures multi-filamentaires obtenues à différentes distances de propagation. (a) $z = 68$ m ; Le profil initial du laser était en forme de créneau (« top-hat »). (b) Filaments à 400 nm mesurés à $z = 30$ m ; le profil initial était une gaussienne diaphragmée.

5.2.2 *Effet d'un masque de phase*

Une autre possibilité de contrôle du processus de multi-filamentation est de garder la symétrie axiale du profil en intensité mais d'introduire une phase initiale spatiale dans l'impulsion initiale. Pour les faisceaux ayant un grand diamètre, la phase initiale d'auto-focalisation est une étape faiblement non linéaire en ce sens que même si la puissance dépasse la puissance critique l'augmentation de l'intensité crête est lente. Durant cette phase, les aberrations dans le profil du faisceau évoluent comme pour une propagation linéaire, à l'exception que l'auto-focalisation amplifie progressivement les perturbations du faisceau. Par conséquent, forcer les aberrations dans le faisceau initial devrait permettre de contrôler les figures multi-filamentaires durant la phase initiale d'auto-focalisation avant que l'ionisation ne soit déclenchée. Nous avons donc modifié la phase du faisceau en introduisant de l'astigmatisme en inclinant la lentille divergente du télescope inverse utilisé dans les expériences précédentes (voir figure 5.6).



Figure 5.6: Représentation schématique de la procédure expérimentale.

La figure 5.6 représente la procédure expérimentale. On utilise un télescope inverse constitué de deux lentilles. La première lentille est une lentille convergente plan-convexe de focale $f = 300$ mm, la seconde est une lentille divergente plan-concave de focale $f = -150$ mm. Elles sont distantes de 140 mm de manière à réduire le diamètre du faisceau sortant de 10 mm à 6 mm. La focale du système optique est de 3.7 m. Afin d'introduire de l'astigmatisme, nous avons fait pivoter dans le plan horizontal la lentille divergente de 20° sur son axe (voir figure 5.6). Cela a aussi pour effet d'éloigner le foyer à 7.7 m.

Le front d'onde a été mesuré à l'aide d'un analyseur de Shack-Hartmann (OSLO, Imagine Optic). L'analyseur de Shack-Hartmann est composé d'une matrice de micro-lentilles, au foyer desquelles est placée une caméra CCD. La caractérisation du front d'onde incident est réalisée à partir de la mesure de la position des taches images dans le plan du détecteur. On en déduit les pentes locales du front d'onde, à partir desquelles le logiciel remonte à la forme de la surface d'onde (voir figure 5.7). La surface d'onde est ensuite projetée sur la base des polynômes orthogonaux de Zernike. Cette décomposition modale de Zernike nous permet de quantifier la contribution de chaque aberration du front d'onde. Les différents coefficients correspondant aux aberrations du troisième ordre sont représentés dans le tableau 5.1. On se rend compte qu'en inclinant la lentille, on induit principalement de l'astigmatisme. Le coefficient du polynôme de Zernike correspondant vaut $A_{022} = 1.111 \mu\text{m}$. Le phénomène d'astigmatisme implique que les rayons contenus dans le plan tangentiel ne convergent pas à la même distance du système optique que les rayons contenus dans le plan sagittal. De plus, la présence de cette aberration est clairement observable à partir du front d'onde qui a une forme caractéristique en « selle de cheval » (deux courbures dans des directions orthogonales).

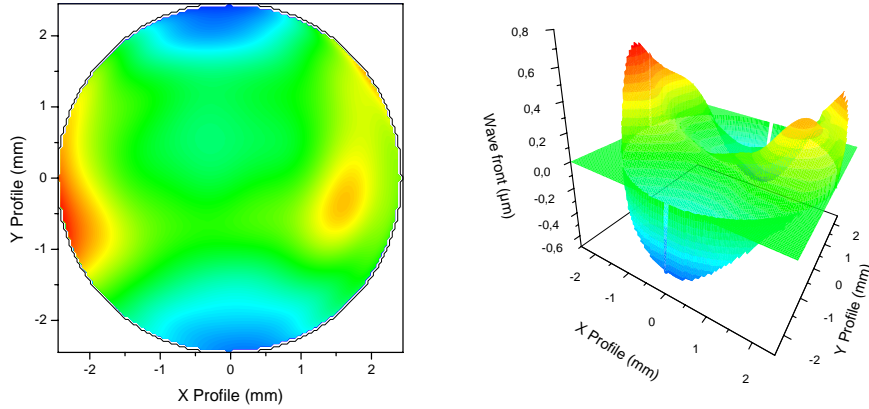


Figure 5.7 : Profil du front d'onde mesuré.

Tableau 5.1: Aberrations du troisième ordre mesurées à l'aide d'un analyseur de Shack-Hartmann projetées sur la base des polynômes de Zernike. Les polynômes de Zernike correspondant aux aberrations sont représentés dans la colonne de droite.

Aberration	Valeur (μm)	Polynôme
Sphérique	-0.058	$(6\rho^4 - 6\rho^2 + 1)$
Coma à 0°	-0.211	$(3\rho^3 - 2\rho)\cos\theta$
Coma à 90°	-0.141	$(3\rho^3 - 2\rho)\sin\theta$
Astigmatisme à 0°	1.111	$\rho^2 \cos 2\theta$
Astigmatisme à 45°	-0.183	$\rho^2 \sin 2\theta$
Courbure de champ	-0.807	$(2\rho^2 - 1)$

En ne gardant que les deux effets prépondérants, la surface d'onde initiale peut être modélisée par l'équation suivante :

$$\Phi(x, y) = -\frac{k r^2}{2f} - k \alpha r^2 \cos(2\theta) \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{A_{022}}{a_0^2} \quad (5.1)$$

où a_0 est le rayon de la pupille, $f = 7.7 \text{ m}$, $\alpha = 4.86 \times 10^{-2} \text{ m}^{-1}$. Une configuration très stable et reproductible de deux filaments est obtenue. De plus, quelle que soit la polarisation du laser, les filaments sont alignés suivant la direction perpendiculaire à l'axe de rotation de la lentille et se propagent sur plus de 2 mètres. Ce phénomène d'organisation de filaments en ligne peut être aussi observé sans introduire de défauts de phase mais en utilisant un masque d'amplitude en forme d'ellipse. Dans une publication récente A. Dubietis *et al.* [5.7] ont montré qu'en introduisant un masque de forme elliptique dans un faisceau incident focalisé dans une cuve d'eau, il était possible d'obtenir une figure multi-filamentaire en ligne. L'orientation de la

figure est indépendante de la direction de polarisation du laser incident [5.4] et suit comme dans le cas de l'astigmatisme la direction de l'axe principal de l'ellipse.

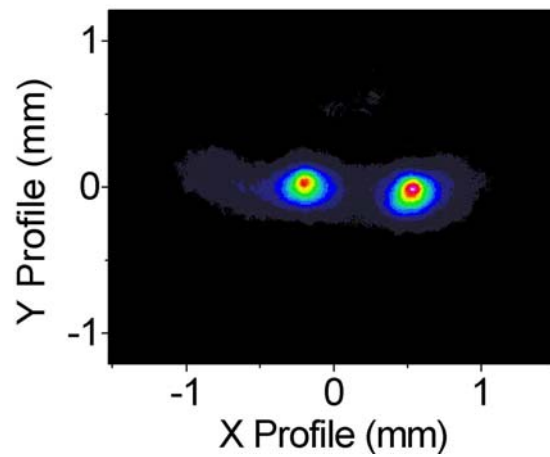


Figure 5.8 : Motifs de filamentation obtenus en introduisant de l'astigmatisme dans la phase initiale du faisceau laser. Fluence mesurée expérimentalement après 3.7 m de propagation en faisceau focalisé ($f = 7.7$ m).

5.3 ORGANISATION DE FILAMENTS DANS L'AIR : THEORIE ET SIMULATIONS NUMERIQUES

Effectuer des calculs numériques simulant les figures multi-filamentaires reste à ce jour un défi, car les simulations réalistes doivent reproduire leur nature tridimensionnelle spatiale et inclure l'évolution temporelle de l'impulsion.

Jusqu'à présent, les simulations tridimensionnelles incluant le temps n'ont été effectuées que deux fois [5.3, 5.9]. L'article de S. L. Chin *et al.* [5.9] ne rend pas réellement compte du processus de filamentation multiple mais s'intéresse plus aux effets de la turbulence sur la propagation filamentée. Les résultats de l'article de la réf. [5.3] mettent en évidence que l'ensemble du faisceau sert de réservoir d'énergie alimentant les filaments qui se forment aléatoirement dans le faisceau au cours de la propagation (turbulence optique).

Nous avons analysé deux situations. Tout d'abord, un masque d'amplitude présentant un contour avec 3 ou 5 lobes permet de briser la symétrie circulaire du faisceau incident. Le contour est défini par : $m(\rho, \theta) \equiv 1 + 0.2 \times \cos(p\theta)$ (avec $p = 3$ ou 5). Dans ce cas, le faisceau est collimaté avec une phase uniforme. Nous étudierons ensuite le cas où l'intensité du faisceau initial est à symétrie de révolution mais des aberrations sont introduites dans la phase initiale de manière à reproduire l'expérience où la lentille divergente du télescope inverse est inclinée de 15° autour de l'axe y (axe perpendiculaire au plan horizontal de propagation). La phase est de la même forme que l'équation 5.1 avec $f = 11.2$ m et $\alpha = 4.46 \times 10^{-2}$ m⁻¹. L'impulsion initiale est modélisée par une gaussienne de durée à mi-hauteur 110 fs et d'intensité initiale I_0 calculée à partir de l'énergie initiale de l'impulsion E_{in} . L'expression du champ électrique à l'origine ($z = 0$) se met alors sous la forme générale suivante :

$$\mathcal{E}(\rho, \theta, t, z = 0) = \sqrt{I_0} \times \exp \left\{ - \left[\frac{\rho}{w_0 m(\rho, \theta)} \right]^n - \frac{t^2}{t_p^2} + i\Phi(\rho, \theta) \right\}$$

où $w_0 = 5.5$ mm et $n = 10$ pour rendre compte des forts gradients induits à la périphérie du faisceau par le diaphragme.

5.3.1 Effet d'un masque d'amplitude

Nous allons tout d'abord nous intéresser aux résultats des simulations numériques réalisées pour un faisceau qui traverse un diaphragme en forme de trèfle à 3 et 5 feuilles.

L'énergie contenue dans le faisceau après le diaphragme vaut $E_{in} = 10$ mJ. Les profils initiaux sont représentés dans la figure 5.9.a et 5.9.b. Les figures 5.9.c et 5.9.d représentent la distribution en fluence ($F(x, y, z) \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} |\mathcal{E}(x, y, z, t)|^2 dt$) des figures multi-filamentaires obtenues après une distance de propagation dans l'air de 15 m environ avec respectivement 3 et 5 filaments. Comme les gradients sont les plus élevés à la périphérie du faisceau, un anneau non circulaire qui suit le contour du diaphragme est formé au cours de la phase d'auto-focalisation. L'auto-focalisation amplifie cette structure non uniforme pour donner naissance à une figure multi-filamentaire prédéterminée. Les filaments sont localisés sur les bords d'un polygone et leur nombre suit le nombre N de lobes du diaphragme (si $P_{in} > N \times P_{cr}$). En faisant varier le nombre N ainsi que l'énergie initiale (afin d'avoir le bon nombre de puissance critique), il est ainsi possible de générer des figures multi-filamentaires avec un nombre de filaments compris entre 2 et 10 (voir chapitre 4, § 4.3.5). Lorsque l'intensité dans chacun des filaments est assez importante, l'ionisation multiphotonique est déclenchée et sature la croissance de l'intensité sur l'axe de chaque filament (voir figures 5.10). Les figures multi-filamentaires constituées de 3 ou 5 filaments se propagent sur plusieurs dizaines de mètres avec de faibles modifications de leur structure.

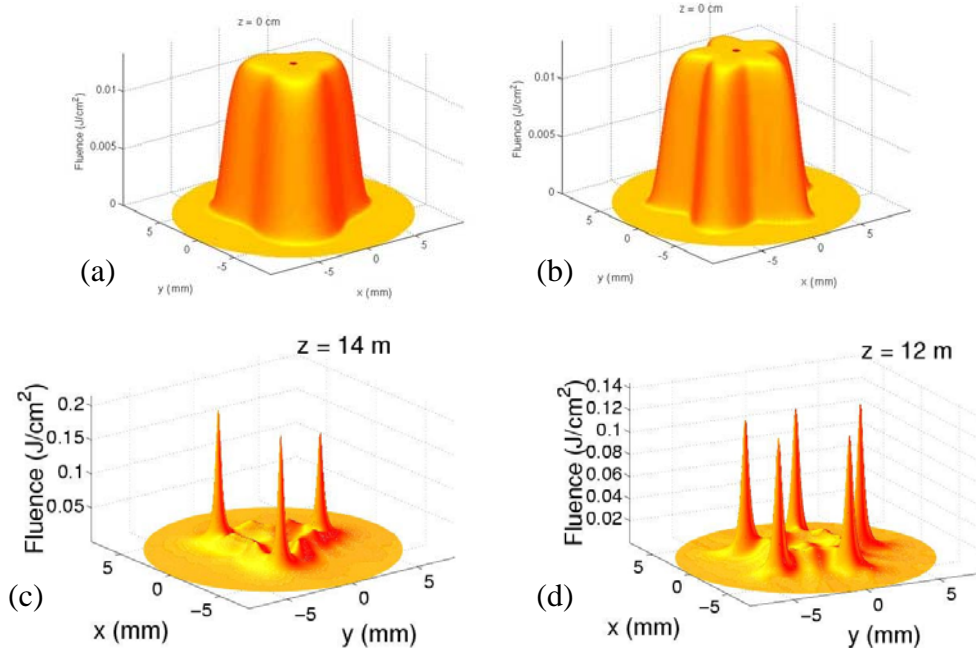


Figure 5.9 : Représentation du profil du faisceau en fluence à différentes distances de propagation pour les masques d'amplitude avec 3 et 5 lobes. (a) et (b) Profils initiaux calculés après la traversée du masque d'amplitude. (c) et (d) Intensités intégrées dans le temps des figures multi-filamentaires obtenues avec une impulsion de 10 mJ pour respectivement un masque de symétrie ternaire et un masque de symétrie pentagonale.

La figure 5.10 représente l'évolution de l'intensité maximum dans le filament le plus intense (échelle de gauche) et l'évolution de la densité électronique maximum dans le filament (échelle de droite) au cours de la propagation. L'intensité sur l'axe de propagation du filament est comprise entre 10^{12} et 10^{13} W.cm⁻². On observe aussi la présence de canaux de plasma dont la densité électronique est de l'ordre de 10^{16} cm⁻³ dont la longueur est de l'ordre de plusieurs dizaines de centimètres. Ces plasmas évitent que les filaments s'effondrent sur eux-mêmes. La distance de propagation sous forme de filaments s'étend sur plus de 40 m, ce qui est beaucoup plus long que dans le cas d'un filament unique (1 m) aussi bien numériquement qu'expérimentalement avec les mêmes conditions initiales et sans masque d'amplitude.

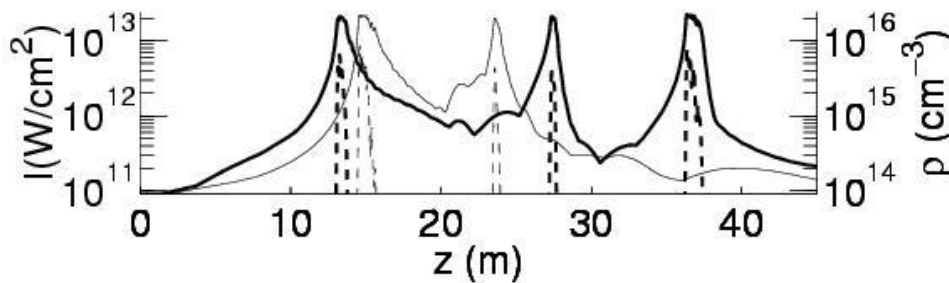
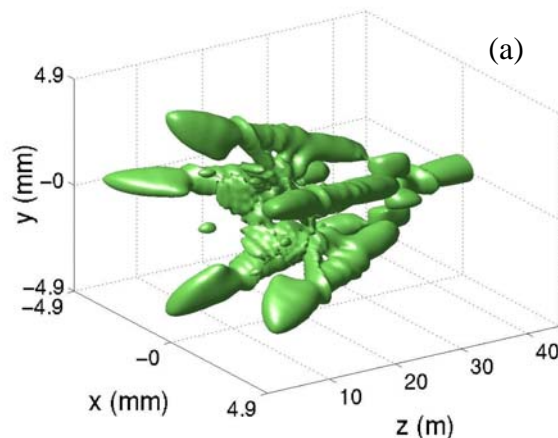


Figure 5.10 : Evolution de l'intensité (trait continu, échelle de gauche) et de la densité électronique (courbe en tiret, échelle de droite) dans le cœur du filament le plus intense en fonction de la distance de propagation. Trait fin : masque en forme de trèfle à 3 feuilles. Trait en gras : masque en forme de trèfle à 5 feuilles.

Lorsque la puissance crête est suffisamment importante, chaque filament devrait se scinder en deux sous-filaments régulièrement répartis en conservant éventuellement la même symétrie de la figure initiale. Néanmoins, comme on peut le voir dans la figure 5.11 où les filaments sont représentés sous forme d'iso-surface en fluence à 0.2 J.cm^{-2} , les filaments convergent vers l'axe de propagation du faisceau et fusionnent pour former un filament central robuste.



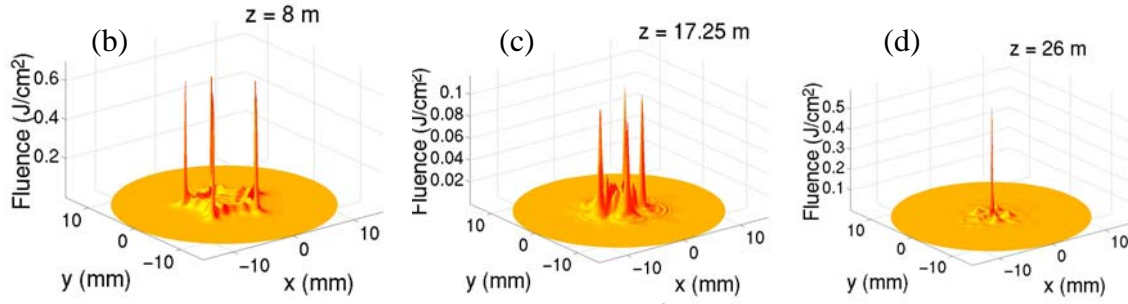


Figure 5.11 : (a) Isosurface en fluence pour 0.2 J cm^{-2} obtenue avec un masque de symétrie pentagonale. (b), (c) et (d) Evolution de la fluence en fonction de la distance de propagation (8 m, 17.25 m et 26 m).

De manière à comprendre plus en détail ce phénomène, nous avons représenté l'évolution temporelle de l'impulsion dans chacun des filaments au cours de la propagation. La dynamique temporelle des filaments saturés par l'ionisation multiphotonique suit les principales étapes en trois dimensions du modèle exposé par Mlejnek *et al.* [5.10] (« spatial replenishment model »). Une fois que la figure multi-filamentaire est obtenue avec une intensité suffisante dans chaque canal de lumière (voir figure 5.12.a), l'ionisation agit comme un effet de saturation et défocalise l'arrière de l'impulsion. Ce phénomène apparaît tout d'abord dans le centre de l'impulsion puis à l'arrière de l'impulsion et casse l'impulsion en deux sous-impulsions (voir figure 5.12.b). Ce phénomène est amplifié par la présence du plasma qui accélère l'arrière de la première impulsion et la raccourcit considérablement (voir figures 5.12.c et 5.12.d).

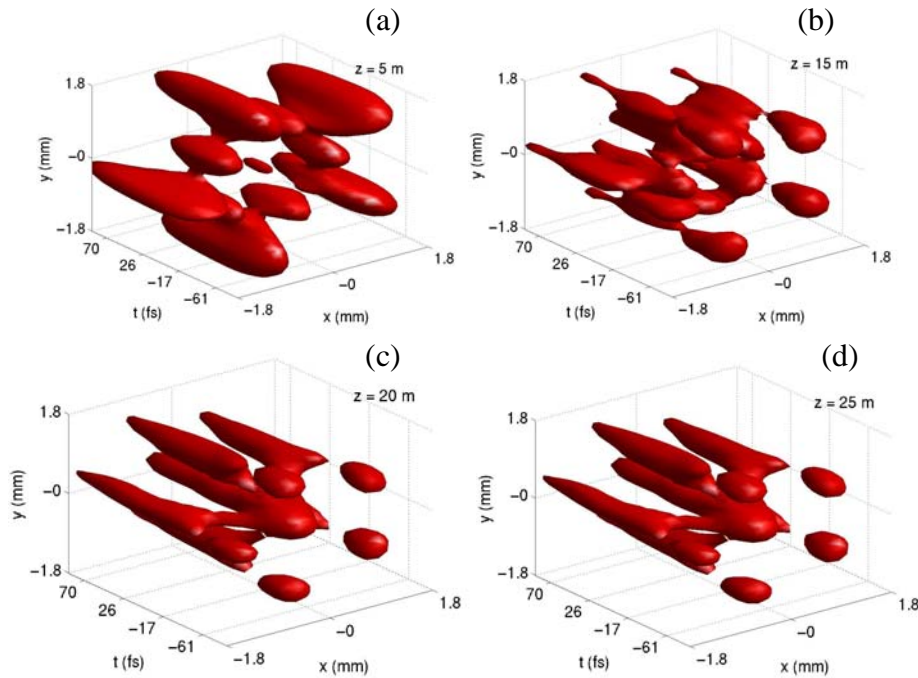


Figure 5.12 : Evolution temporelle des filaments en fonction de la distance de propagation. Les canaux de lumière sont représentés pour des intensités égales à $10^{11} \text{ W.cm}^{-2}$ en fonction du temps et de l'espace. (a) $z = 10 \text{ m}$; (b) $z = 15 \text{ m}$; (c) $z = 20 \text{ m}$; (d) $z = 25 \text{ m}$.

5.3.2 Effet d'un masque de phase

Un autre moyen de contrôler le processus de multi-filamentation est de conserver la symétrie circulaire initiale du faisceau et de contrôler la phase initiale de l'impulsion laser. Forcer les aberrations initiales du faisceau permet de contrôler la filamentation multiple avec l'avantage de minimiser les pertes d'énergie dues à l'insertion d'un masque d'amplitude sur le trajet du faisceau. Nous avons alors introduit dans le code la phase mesurée dans l'équation (5.1) avec les conditions initiales d'astigmatisme expérimentales. La figure 5.13.a représente un motif multi-filamentaire calculé numériquement avec une impulsion initiale d'énergie 7.7 mJ. Au cours de la phase d'auto-focalisation, le faisceau se contracte plus vite dans le plan vertical y-z et finit par former une figure elliptique le long de l'axe y. Deux filaments apparaissent ensuite dans le plan sagittal (x-z) aux extrémités de cette structure ovale. Ils se propagent sur plusieurs mètres. A des distances plus importantes, la figure effectue une rotation de 90° dans le plan tangentiel (y-z). Ces prédictions numériques avec des conditions très proches de l'expérience sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux.

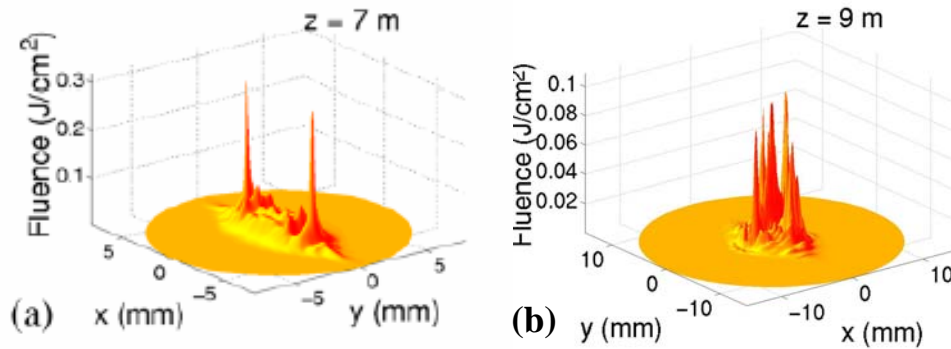


Figure 5.13 : Profils en fluence calculés numériquement à partir d'un faisceau dont la phase présente de l'astigmatisme. L'énergie initiale vaut 5 mJ et le col du faisceau initial $w_0 = 5$ mm. (a) $z = 7$ m ; (b) $z = 9$ m.

5.4 CONCLUSION DU CHAPITRE 5

En conclusion, nous avons montré que l'auto-focalisation de faisceaux super-gaussiens non homogènes conduit de manière déterministe à la formation de figures multi-filamentaires. Les canaux de lumières sont préférentiellement amplifiés à la périphérie du diaphragme utilisé pour diaphragmer le faisceau incident. Des figures très régulières en forme de fleurs à plusieurs pétales (de 2 à 10) ont été obtenues. Ces figures sont reproductibles d'un tir à l'autre et très bien expliquées par les simulations numériques. La distribution des filaments est prédéterminée par les forts gradients d'intensité du faisceau initial où les perturbations seront amplifiées au cours de la phase d'auto-focalisation et ne dépend pas du bruit inhérent du faisceau initial. Une distorsion de phase, par exemple l'astigmatisme, permet également de contrôler l'organisation des filaments, avec l'avantage de minimiser les pertes en énergie. Enfin, l'influence de l'ionisation après la formation des filaments a pour effet d'exciter des modes d'ordre supérieur et permet l'apparition de filaments secondaires qui fusionnent par redistribution de l'énergie vers le centre du faisceau.

Le contrôle du processus de filamentation multiple permet de répartir l'énergie initiale du faisceau vers des surintensités très localisées et stables qui fusionnent en un filament central au cours de leur propagation. Le contrôle de la localisation de cette coalescence peut être obtenu en modifiant la structure du faisceau initial et devrait améliorer et optimiser la maîtrise de la génération de filaments sur de longues distances.

REFERENCES

- [5.1] S. Tzortzakis, L. Bergé, A. Couairon, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz, *Break-up, and fusion of self-guided femtosecond light pulses in air*, Phys. Rev. Lett. **86**, 5470 (2001).
- [5.2] V.I. Bespalov, and V.I. Talanov, JETP Lett. **3**, (1966) 307.
- [5.3] M. Mlejnek, M. Kolesik, E. M. Wright, and J.V. Moloney, 1999, Phys. Rev. Lett. **83**, 2938 (1999).
- [5.4] G. Fibich and B. Ilan, Phys. Rev. Lett. **89** (2002), 013901. Ibid. Physica D **157**, 112 (2001).
- [5.5] H. Wille, M. Rodriguez, J. Kasparian, D. Mondelain, J. Yu, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J.-P. Wolf, L. Wöste, Eur. Phys. J AP **20**, 183 (2002).
- [5.6] G. Méchain, C. D'Amico, Y.-B. André, S. Tzortzakis, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, E. Salmon, R. Sauerbrey, *Range of plasma filaments created in air by a multiterawatt femtosecond laser*, Opt. Commun. **247**, 171 (2005).
- [5.7] A. Dubietis, G. Tamosauskas, G. Fibich, B. Ilan, *Multiple filamentation induced by input-beam ellipticity*, Opt. Lett. **29**, Issue 10, 1126 (2004).
- [5.8] L. Shah, J. Tawney, M. Richardson, and K. Richardson, *Self-Focusing During Femtosecond Micromachining of Silicate Glasses*, IEEE Journal of Quantum Electronics **40**, N° 1 (2004).
- [5.9] S.L. Chin, A. Talebpour, J. Yang, S. Petit, V.P. Kandidov, O.G. Kosareva, M.P. Tamarov, *Filamentation of femtosecond laser pulses in turbulent air*, Applied Physics B **74**, 67-76 (2002).
- [5.10] M. Mlejnek, E. M. Wright, and J. V. Moloney, *Dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air*, Opt. Lett. **23**, n°5 (1998).

CHAPITRE 6 :
ETUDE DE LA PROPAGATION D'IMPULSIONS FEMTOSECONDES EN
ALTITUDE



6. ETUDE DE LA PROPAGATION D'IMPULSIONS FEMTOSECONDES EN ALTITUDE

6.1 INTRODUCTION

La propagation dans un gaz ou dans des milieux condensés d'impulsions laser femtoseconde avec des puissances supérieures à la puissance critique d'auto-focalisation P_{cr} (3.2 GW dans l'air à 800 nm) [6.1], produit de multiples filaments [6.2-6.4] alimentés par ce réservoir d'énergie que constitue le faisceau laser [6.5]. Plusieurs applications reposent sur les propriétés spécifiques des filaments femtosecondes. Trois propriétés sont particulièrement intéressantes : (i) Les filaments de lumière peuvent se propager horizontalement sur des distances supérieures à 2 kilomètres [6.6, 6.7] et verticalement sur des distances atteignant vraisemblablement plusieurs kilomètres [6.8, 6.9]. (ii) Les filaments de lumière produisent, par l'intermédiaire de l'automodulation de phase, un continuum de fréquences [6.10-6.12]. Par exemple, les techniques de détection LIDAR emploient ces deux propriétés et permettent la détection des polluants dans l'atmosphère en envoyant l'impulsion laser dans le ciel et en collectant la lumière retrodiffusée par un télescope pour l'analyser [6.9, 6.13-6.15]. (iii) Les filaments de lumière produisent des canaux ionisés dans leur sillage. Le déclenchement et le guidage des décharges électriques par un filament ont été démontrés en laboratoire, sur des distances de plusieurs mètres [6.16-6.21]. Ces échelles doivent être prolongées jusqu'à plusieurs centaines de mètres pour des applications longues portées telles que le déclenchement et le guidage de la foudre. Dans le cas d'un tir vertical, la pression évolue de la pression atmosphérique à quelques dixièmes de bars à une altitude de 10 kilomètres. Nous avons montré au chapitre 4 qu'un contrôle de la filamentation peut être réalisé sur des distances kilométriques horizontales en changeant la dérive de fréquence de l'impulsion initiale [6.7].

Afin de contrôler le processus de filamentation dans l'atmosphère, les propriétés des filaments doivent être étudiées en détail en fonction de la pression. Le but de ce chapitre est de présenter une étude expérimentale et théorique sur les filaments femtoseconde se propageant dans l'air à pression réduite, de 0.1 à 1 bar et pour différentes natures de gaz.

6.2 PROPAGATION DANS L'AIR D'IMPULSIONS FEMTOSECONDES EN FONCTION DE LA PRESSION : MODELE NUMERIQUE ET DEPENDANCE DES PARAMETRES EN FONCTION DE LA PRESSION

Le code numérique utilisé dans ce chapitre est basé sur le modèle physique développé pour la propagation d'une impulsion laser intense dans les gaz rares ou dans l'air [6.22-6.25]. Ce code numérique a été présenté plus en détails dans le chapitre 2.

Les impulsions initiales ont été modélisées par des super-gaussiennes spatiales et des gaussiennes temporelles d'énergie E_{in} et de durée temporelle τ (durée à mi-hauteur temporelle t_p) :

$$\mathcal{E}(r, t, 0) = \mathcal{E}_0 \exp \left\{ -\frac{r^n}{w_0^n} - \frac{t^2}{2\tau^2} - i \frac{kr^2}{2f} - iC \frac{t^2}{2\tau^2} \right\}$$

La quantité f désigne la courbure du faisceau initial et C , la dérive de fréquence de l'impulsion initiale, liée à la durée minimum d'impulsion (selon les lois de l'optique gaussienne) par $\tau_0^{\min} = \tau / \sqrt{1 + C^2}$ (voir § 4.3.2); il est habituel d'exprimer la dérivée de la phase au second ordre en fonction de cette quantité : $\Phi'' = Ct_p^2 / 2(1 + C^2)$.

Nous utilisons également des faisceaux diaphragmés qui modélisent des situations expérimentales. Pour cela, les simulations numériques peuvent démarrer de faisceaux gaussiens ou super-gaussiens comme condition initiale. Les pieds des faisceaux peuvent être masqués en imposant $\mathcal{E}(r, t, z = 0) = 0$ pour $r \geq r_{masque}$ afin de simuler une ouverture circulaire. La propagation complète dans le télescope peut également être simulée numériquement. Le calcul peut enfin démarrer d'un profil de faisceau mesuré et injecté dans le code comme condition initiale.

Certains des paramètres du modèle présenté dans le chapitre 2 varient avec la pression du gaz. Les valeurs indiquées ci-dessus correspondent à un gaz de 1 atm et leur variation avec la pression entre 0.1 et 1 atm s'exprime de la façon suivante :

- indice non linéaire de réfraction : $n_2 = n_{2,0} \times p$
- le temps de transfert de quantité de mouvement par collision : $\tau_c = \frac{\tau_{c,0}}{p}$

- la section efficace d'absorption pour le Bremsstrahlung inverse :

$$\sigma = \sigma_0 \times \frac{p}{p^2 + \omega_0^2 \tau_{c,0}^2}$$

- la densité d'atomes neutres : $\rho_{at} = \rho_{at,0} \times p$
- la section efficace d'absorption multiphotonique : $\beta_K = \beta_{K,0} \times p$

où p est exprimé en atm et l'indice 0 désigne la pression atmosphérique.

6.3 PROPAGATION DANS L'AIR D'IMPULSIONS FEMTOSECONDES FOCALISEES EN FONCTION DE LA PRESSION

6.3.1 Introduction

Dans cette partie, nous caractériserons la filamentation femtoseconde expérimentalement et numériquement pour des pressions variant de la pression atmosphérique standard à 0.2 atm correspondant à des altitudes de l'ordre de 11 km. Ces études ont été réalisées dans le cas simple d'un filament unique en laboratoire, afin d'étudier et de comprendre le processus de filamentation à pression réduite en vue d'expériences en altitude. Dans le paragraphe 6.3.2 nous présenterons les calculs numériques correspondant à des faisceaux focalisés de faible puissance en fonction de la pression. Nous étudierons aussi l'influence de la forme du faisceau initial. Le paragraphe 6.3.3 sera consacré à la description du dispositif expérimental. Les mesures présentées dans le paragraphe 6.2.3 seront principalement basées sur la mesure de la conductivité du canal de plasma généré dans le sillage du filament [6.26]. Nous présenterons aussi des mesures complémentaires de rayonnement du plasma dans la gamme des THz réalisées à l'aide d'un radiomètre hétérodyne (voir chapitre 3) [6.27]. Cette méthode nous permet d'étudier et de caractériser le phénomène de filamentation avec l'avantage d'être non invasive. Enfin, ces résultats seront discutés et comparés aux études numériques et, nous essayerons de comprendre quelques divergences entre nos simulations et nos expériences.

6.3.2 Influence de la pression sur la propagation de faisceaux focalisés : simulations numériques

Les résultats suivants correspondent à de petites énergies et à des faisceaux focalisés tels que ceux qui sont utilisés dans des expériences de laboratoire. La figure 6.1 montre une comparaison entre les canaux de plasma calculés numériquement pour $p = 0.2$, $p = 0.6$ et $p = 1$ atm. Ces résultats sont obtenus pour un faisceau initial gaussien avec $w_0 = 3$ mm, une longueur focale de 6 m et une énergie initiale de 6 mJ. La durée d'impulsion est $\tau_{FWHM} = 60$ fs. Les figures 6.1.a, 6.1.d et 6.1.g montrent des canaux de plasma presque reliés. Les canaux de plasma subissent de légers changements structurels quand la pression est augmentée de 0.2 à 1 bar. Les diamètres de faisceaux sur les figures 6.1.b, 6.1.e et 6.1.h montrent que le foyer non linéaire au delà duquel commence le filament est situé plus loin sur l'axe de propagation quand la pression est basse. L'intensité maximum montrée par la courbe continue sur la

figure 6.1.c, 6.1.f et 6.1.i est légèrement supérieure à $10^{13} \text{ W cm}^{-2}$ mais a des valeurs comparables dans les trois cas. La saturation de l'intensité qui est régie par un équilibre local entre les changements d'indice $n_2 I$ et $-\rho/2\rho_c$ est en effet peu sensible à la pression parce que les deux coefficients n_2 et ρ sont proportionnels à la pression. Ce résultat vient du fait que la densité d'électrons est principalement donnée par la contribution multiphotonique de l'ionisation ; dans ce cas elle varie selon la loi d'échelle $\rho \cong \sigma_K I^K \rho_{at} t_p$. La loi d'échelle pour l'intensité maximum est donc $I \cong (2n_2 \rho_c / \sigma_K \rho_{at} t_p)^{1/(K-1)}$ et ne dépend pas de la pression puisque $n_2 / \rho_{at} = n_{2,0} / \rho_{at,0}$, tous les autres paramètres étant indépendants de la pression. En revanche, la même loi d'échelle pour la densité d'électrons montre que $\rho \propto p$. La densité d'électrons maximum montrée sur la courbe en tirets sur les mêmes figures 6.1.c et 6.1.i, est ainsi dans le rapport 1/5 en accord avec le rapport des pressions. Les densités d'électrons sur l'axe augmentent avec la pression. Les calculs à de plus grandes pressions ($p > 1 \text{ atm}$) montrent que le canal de plasma devient discontinu. La discontinuité augmente pour de plus grandes pressions. Le diamètre du canal plasma est plus grand à basse pression. En conséquence, l'intégration de la densité d'électrons sur la dimension transverse, c'est-à-dire, le nombre de charges par centimètre montre seulement de faibles variations par rapport à la pression. Les figures 6.2.a, 6.2.b, 6.2.c montrent en effet que le nombre de charges par centimètre, qui en principe est directement proportionnel à la conductivité électrique du plasma, atteint 10^{13} cm^{-1} pour toutes les pressions. L'ensemble des courbes sur chaque graphique dans la figure 6.2 correspond à divers rayons d'intégration (10, 50, 100 μm), la courbe au niveau le plus élevé reflétant le nombre de charges par centimètre dans le faisceau entier.

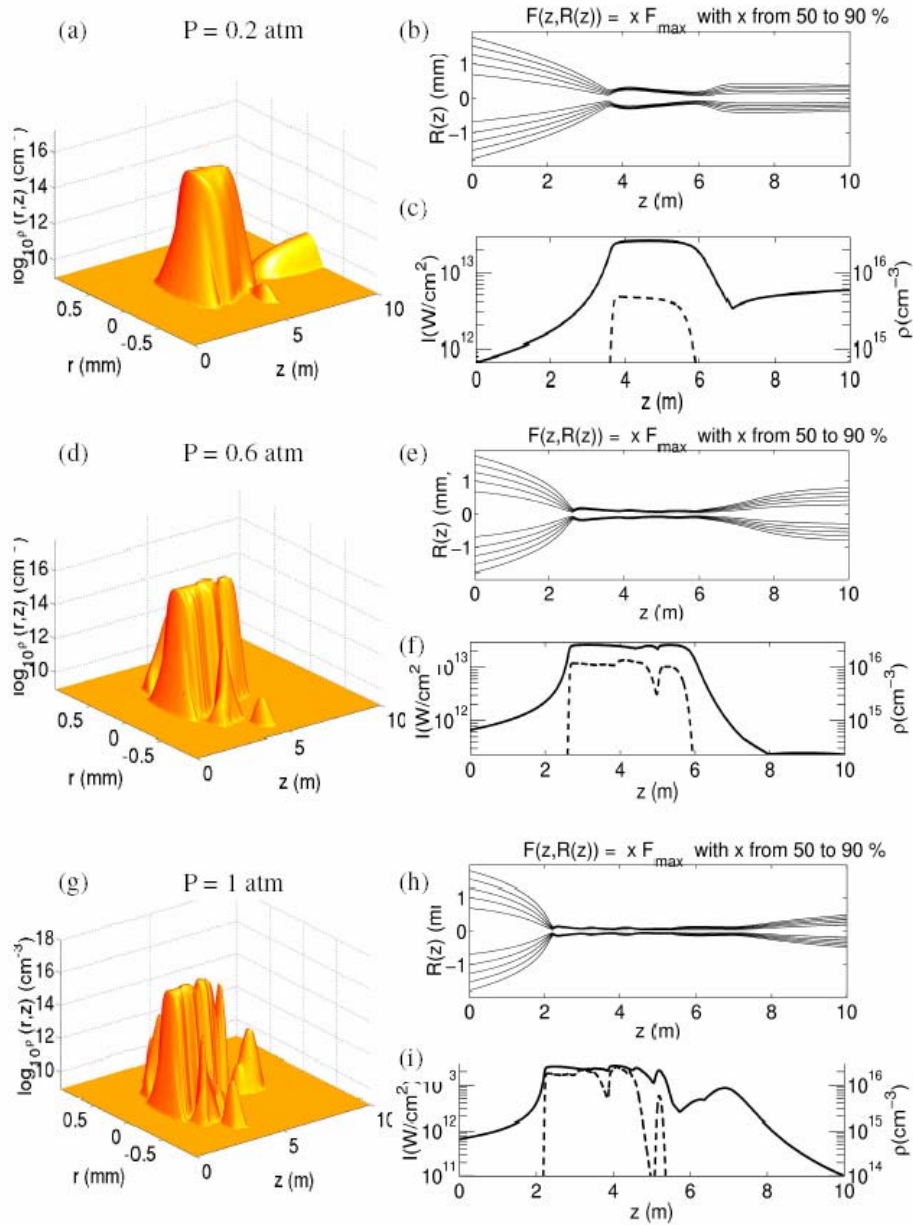


Figure 6.1 : Canal de plasma généré dans le sillage de l'impulsion femtoseconde pour un faisceau initial gaussien $w_0 = 3$ mm, $E_m = 6$ mJ, $f = 6$ m, $\tau_{FWHM} = 60$ fs. (a) $p = 0.2$ atm, (d) $p = 0.6$ atm, (g) $p = 1$ atm. (b), (e) et (h) Diamètre du faisceau en fonction de la distance de propagation z . Les niveaux correspondent à une fraction de la fluence maximum de 50 à 90 %. (c), (f) et (i) Evolution de l'intensité (courbe continue, échelle de gauche) et de la densité électronique (courbe tiret, échelle de droite) en fonction de la distance de propagation pour les trois pressions considérées.

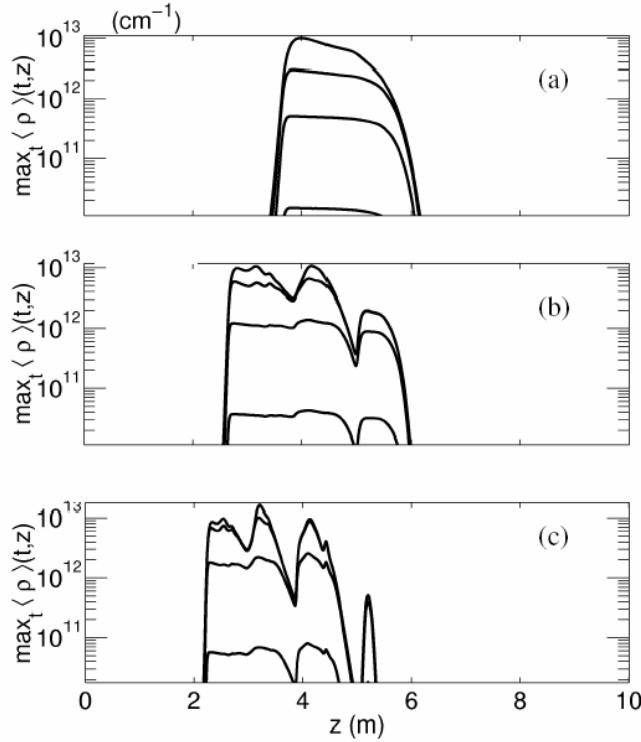


Figure 6.2 : Nombre d'électrons par unité de longueur en fonction de la pression de l'air. Les paramètres sont les mêmes que la figure précédente. (a) $p = 0.2$ atm, (b) $p = 0.6$ atm, (c) $p = 1$ atm. Les courbes sur chaque graphique correspondent à différents rayons d'intégration : 10, 50, 100 μm et le faisceau entier.

6.3.3 *Influence de la forme du faisceau initial sur la colonne de plasma*

D'autres profils de faisceau initial ont été employés dans les simulations. Les tendances générales des résultats expérimentaux sont reproduites avec tous les profils de faisceau mais quelques modifications structurales des canaux de plasma produits par l'impulsion sont également obtenues. La figure 6.3 montre la densité intégrée d'électrons, c'est-à-dire, le nombre d'électrons par centimètre en fonction de la distance de propagation et de la pression de gaz pour trois profils différents de faisceau initial. L'impulsion initiale a les mêmes caractéristiques que dans les expériences qui seront présentées ci-dessous, c'est-à-dire, une énergie de 5.4 mJ et une durée de 130 fs. La longueur focale est $f = 2$ m. Avec un faisceau initial gaussien (voir les courbes pointillées dans les figures 6.3), la densité intégrée d'électrons montre un canal principal long de 60 centimètres avant le foyer de la lentille, atteignant quelques 10^{13} cm^{-1} . A 1 atm, deux canaux secondaires de plasma, presque deux ordres de grandeur au-dessous du canal principal, sont formés plus loin sur l'axe de propagation (voir figure 6.3.a, 6.3.b, 6.3.c). Quand la pression diminue, la longueur du canal de plasma principal diminue. Avec un faisceau initial super-gaussien d'ordre $n = 50$ (voir les

courbes continues dans les figures 6.3), le canal de plasma principal possède un pic et un plus long canal de plasma (en densité intégrée) démarrant plus près du foyer de la lentille est obtenu à une pression de 0.6 atm (6.3.b). Avec un faisceau gaussien diaphragmé (courbes en tiret sur les figures 6.3), le même comportement est obtenu. Ces résultats montrent que la forme du faisceau d'entrée fournit un autre paramètre de contrôle pour la longueur du canal de plasma.

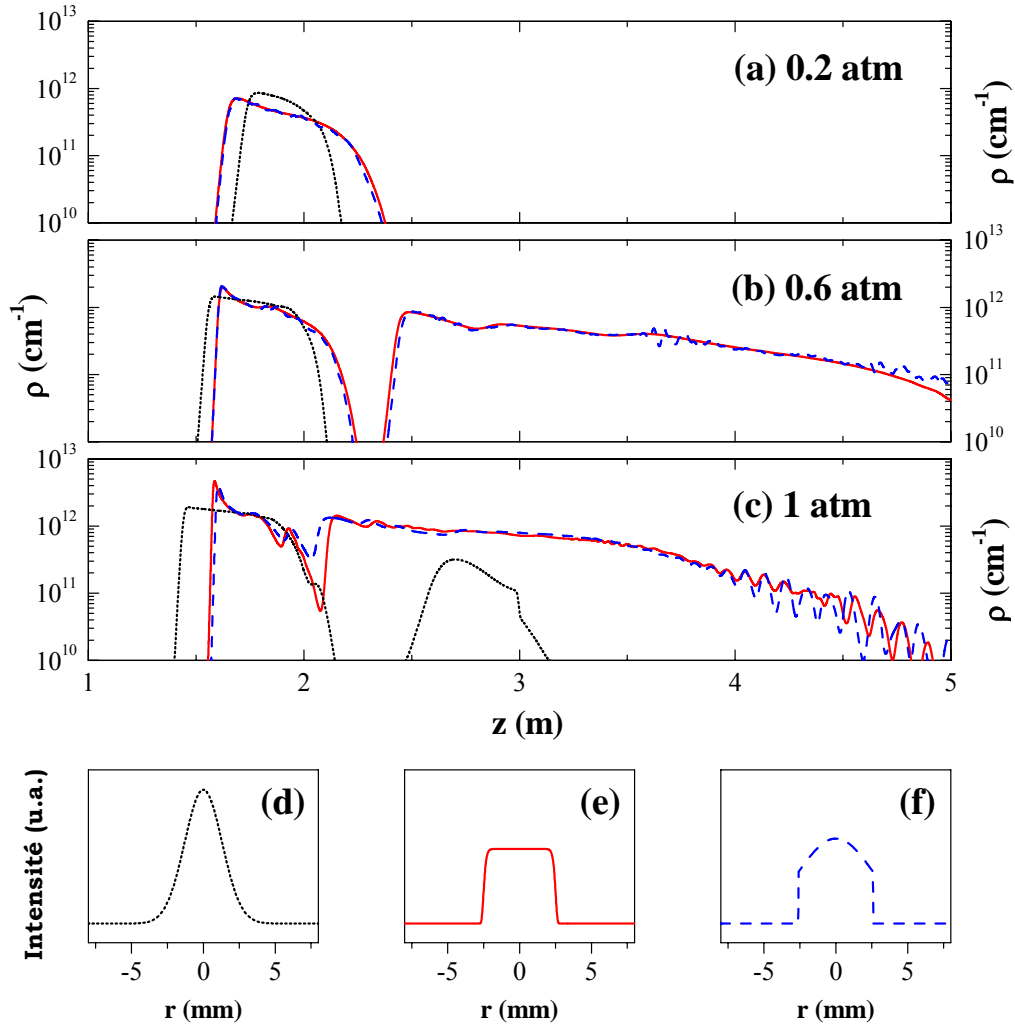


Figure 6.3 : Evolution du nombre d'électrons par unité de longueur en fonction de la distance de propagation z et en fonction de différents profils de faisceaux laser initiaux. Les paramètres de l'impulsion sont les suivants : $E_{in} = 3.7$ mJ, $t_p = 130$ fs, $f = 2$ m. (a) $p = 0.2$ atm, (b) $p = 0.6$ atm, (c) $p = 1$ atm. Les différents profils de faisceaux laser initiaux sont les suivants : (d) gaussien, waist $w_0 = 2.6$ mm (courbes en pointillés) ; (e) super-gaussien d'ordre $n = 50$, waist $w_0 = 2.6$ mm (courbes continues) ; (f) gaussienne tronquée, waist $w_0 = 5.2$ mm et $r_{masque} = 2.6$ mm (courbes en tirets). Note : Les échelles en intensités des profils initiaux ont été normalisées.

6.3.4 Procédure expérimentale

Le dispositif expérimental est représenté dans la figure 6.4. Le système laser utilisé était un laser de 0.2 TW de puissance décrit dans le chapitre 3 (voir § 3.2). La durée d'impulsion était d'environ $\tau_{FWHM} = 135$ fs. Le faisceau en sortie du compresseur (waist : $w_0 = 10.4$ mm), a été ensuite diaphragmé par une ouverture circulaire de rayon $r_{masque} = 4.5$ mm et réduit d'un facteur 2 à l'aide d'un télescope inverse. Le profil initial avant propagation dans le tube a été enregistré à l'aide d'une caméra CCD (voir figure 6.4.a). La figure 6.4.b représente une coupe du profil transverse du faisceau. Ce profil peut être approximé par une super-gaussienne d'ordre $n = 22$ et de waist $w_0 = 2.32$ mm.

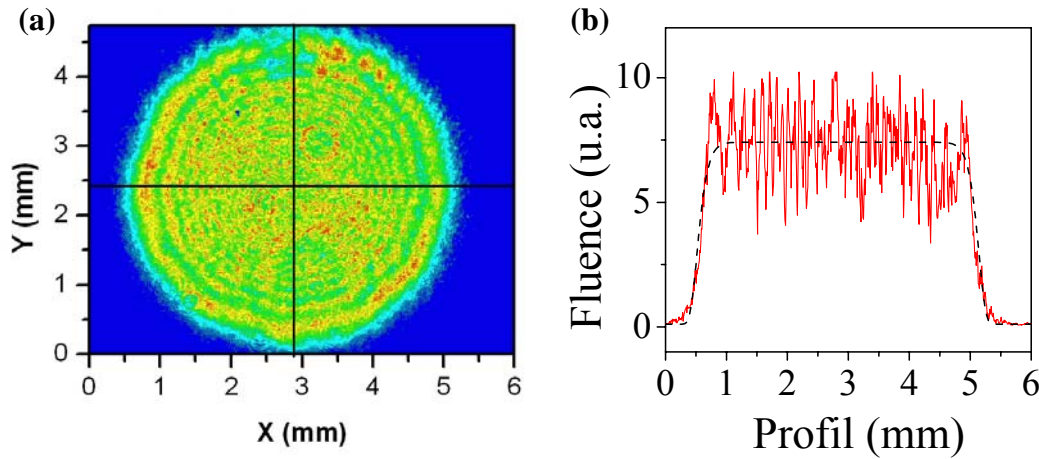


Figure 6.4 : (a) Profil initial en fluence du faisceau laser avant focalisation dans le tube mesuré à l'aide d'une caméra CCD. (b) Coupe transverse du profil (courbe continu). Cette coupe peut être approximée par une super-gaussienne d'ordre $n = 22$ et de waist $w_0 = 2.32$ mm (courbe en tiret).

Le faisceau est ensuite focalisé à l'aide d'une lentille biconvexe dont la distance focale est $f = 2$ m. La pression à l'intérieur du tube peut être contrôlée de 1 atm à 0.2 atm grâce à une pompe et un manomètre. Le tube est constitué d'une partie de 1.5 m de longueur suivie de tubes métalliques de longueurs différentes et finit par une cellule spéciale à l'intérieur de laquelle ont été insérées deux électrodes afin de mesurer la conductivité du plasma pour différentes pressions (voir figures 6.5.a et 6.5.b). Cette méthode de détection est décrite plus en détail dans le chapitre 3 et dans la réf. [6.26]. Pour ces expériences la tension appliquée était de 800 V afin que la détection reste linéaire pour toutes les pressions considérées ainsi que les différents gaz qui seront présentés dans le paragraphe 6.4. Grâce à un ensemble approprié de tubes de longueurs différentes, la cellule de mesure peut être déplacée le long de

la colonne de plasma et permet de caractériser la conductivité de la colonne de plasma le long de l'axe optique. Une autre méthode permettant de mesurer la longueur des canaux de plasma consiste à mesurer le rayonnement émis dans la gamme des THz. Comme nous l'avons montré précédemment dans le chapitre 3, le filament est une source cohérente étendue THz [6.27]. L'impulsion sub-THz émise par la structure filamentaire est détectée perpendiculairement à l'axe de propagation du laser par deux détecteurs hétérodynes à 91 ± 3 GHz et 94 ± 1 GHz. Afin d'effectuer les mesures radiométriques à différentes pressions nous avons utilisé un tube constitué de deux fenêtres en téflon face à face de manière à éviter la formation d'ondes stationnaires entre le détecteur et la paroi métallique du tube (voir figure 6.5.c). De la même manière que la détection de la conductivité ce tube peut être placé à différentes distances sur l'axe de propagation pour détecter l'onde THz émise par le filament. L'évolution du canal de plasma en fonction de la distance de propagation a été obtenue avec chacune des deux méthodes de détection en utilisant le même procédé. Il consiste à enregistrer la tension maximum mesurée sur 100 impulsions. Dans ces conditions, seulement les impulsions les plus élevées sont choisies, réduisant les fluctuations sur les mesures. Ceci est répété trois fois et chaque point présenté sur les courbes est la moyenne de ces trois mesures.

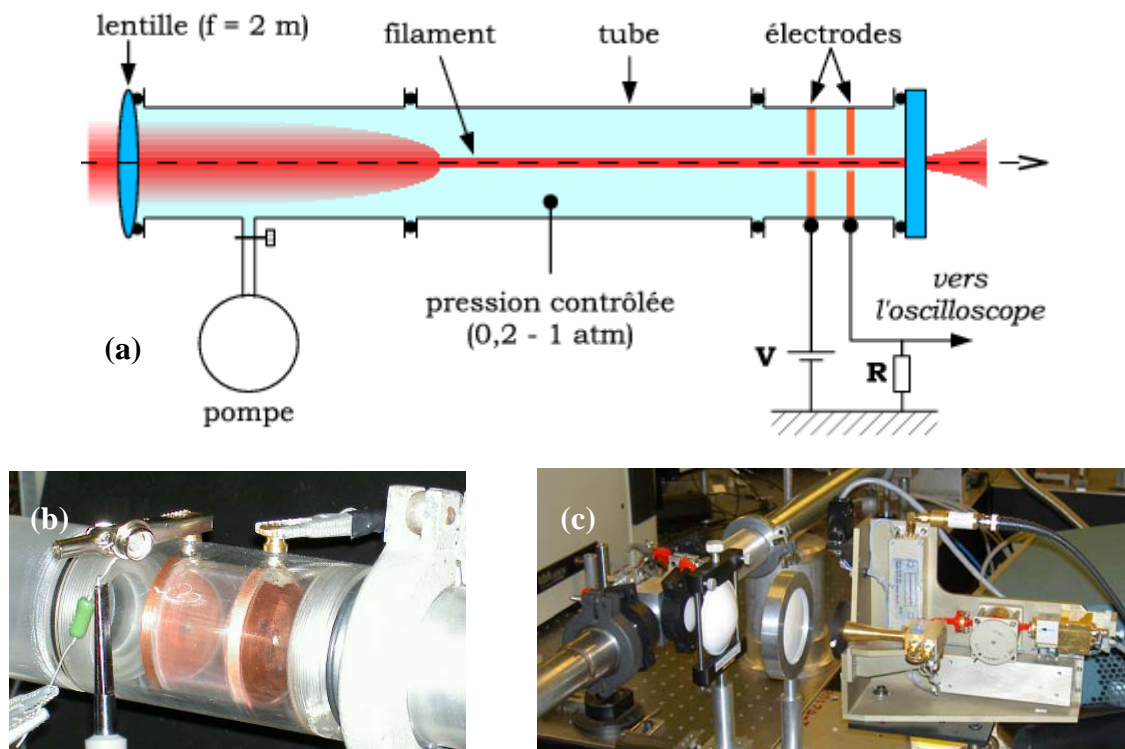


Figure 6.5 : (a) Représentation schématique de l'expérience. Le faisceau laser est focalisé à l'aide d'une lentille convergente, $f = 2$ m, à l'intérieur d'un tube où la pression peut être contrôlée de 0.2 à 1 atm à l'aide d'une pompe et d'un manomètre. La colonne de plasma générée par filamentation du faisceau laser est détectée en mesurant soit (b) la résistivité de l'air ou (c) le rayonnement émis dans la gamme des THz à l'aide d'un détecteur hétérodyne à 94 ± 1 GHz.

6.3.5 Mise en évidence du canal de plasma en fonction de la pression

Dans ces conditions, deux séries d'expériences, consistant à mesurer la conductivité du canal de plasma en fonction de la distance de propagation, ont été effectuées. La première série de mesures, exposée dans la figure 6.6, a été effectuée avec une énergie $E_{in} = 3.7$ mJ. Cette énergie est la limite supérieure pour obtenir un filament unique dans les conditions expérimentales présentées plus haut. Pour la seconde série, représentée dans la figure 6.7, un des deux réseaux du compresseur a été désaligné afin d'introduire une dérive de fréquence dans la section transverse du faisceau. Cette dérive de fréquence spatiale, comme la dérive de fréquence temporelle, a pour effet d'abaisser la puissance crête. Dans ces conditions, l'énergie du faisceau laser a pu être augmentée jusqu'à $E_{in} = 5.4$ mJ sans que le faisceau se scinde en plusieurs filaments (voir figure 6.7). Une première analyse qualitative de ces résultats expérimentaux nous permet de confirmer les résultats numériques prédisant que la filamentation était possible pour des pressions allant jusqu'à $p = 0.2$ atm. De plus, le processus de filamentation est très dépendant de la pression.

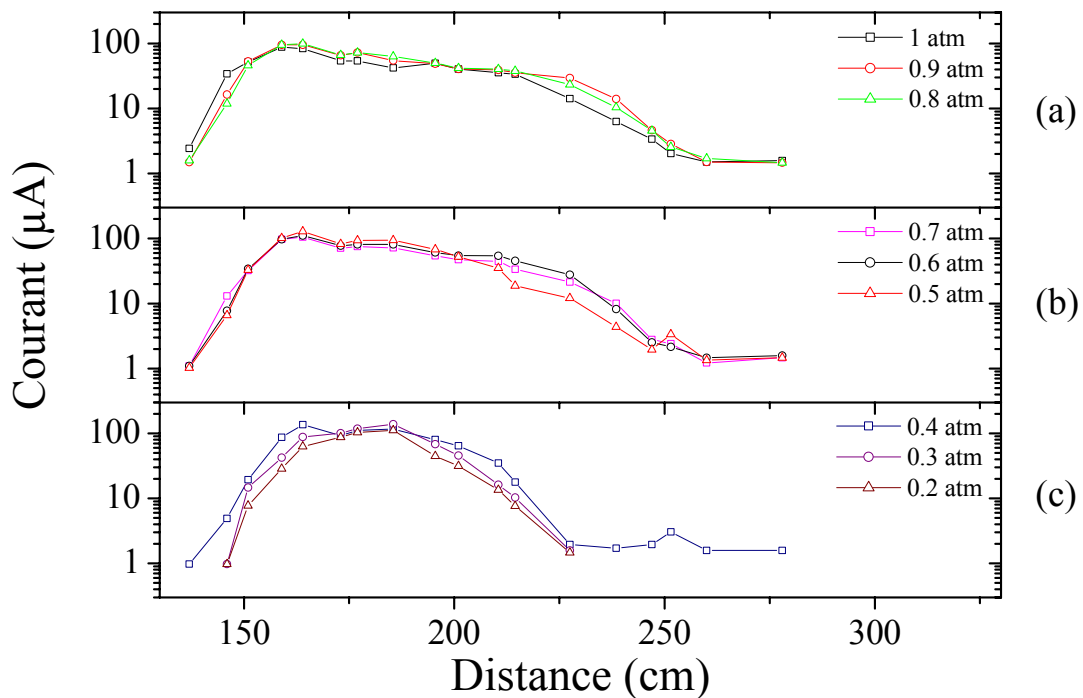


Figure 6.6 : Mesure de la conductivité de la colonne de plasma en fonction de la distance de propagation et pour différentes pressions : (a) 1-0.8 atm, (b) 0.7–0.5 atm, (c) 0.4-0.2 atm. L'énergie par impulsion est de 3.7 mJ.

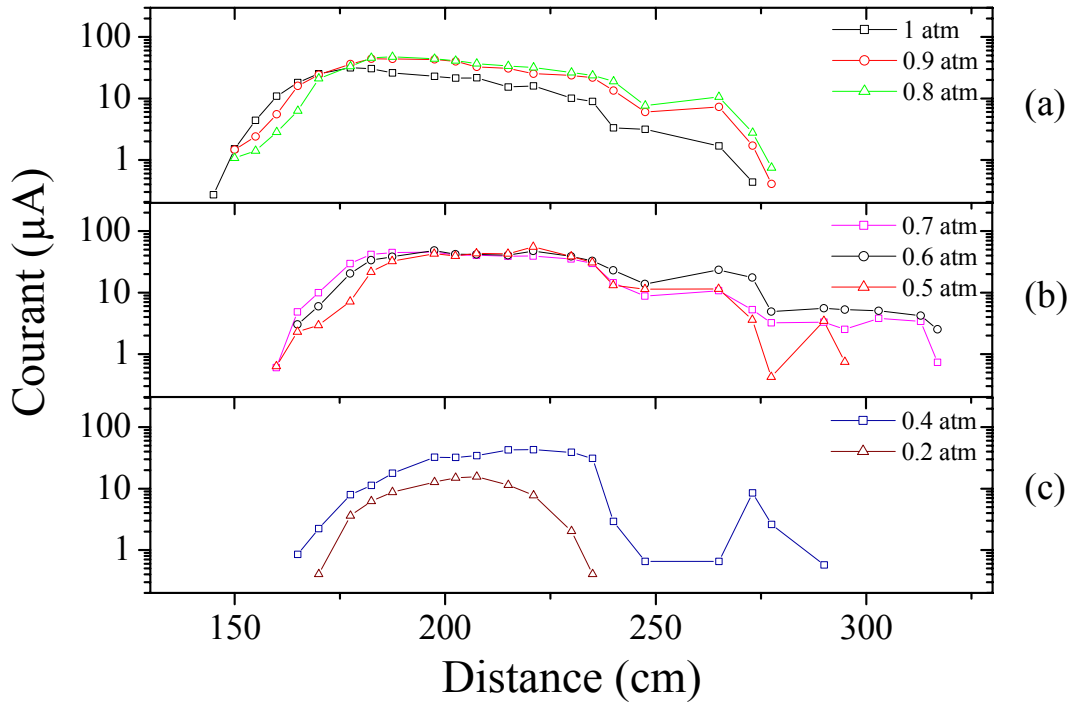


Figure 6.7 : Mesure de la conductivité de la colonne de plasma en fonction de la distance de propagation et pour différentes pressions : (a) 1-0.8 atm, (b) 0.7-0.5 atm, (c) 0.4-0.2 atm. L'énergie par impulsion est de 5.4 mJ, et le faisceau laser présentait du chirp spatial (dérive en fréquence dans la section transverse du faisceau due à un défaut de parallélisme des réseaux).

Nous allons nous intéresser dans un premier temps à la première série de mesures de conductivité résumée dans la figure 6.6, réalisée à 3.7 mJ sans dérive de fréquence spatiale. La diminution de la pression a deux conséquences majeures sur la propagation de l'impulsion autoguidée et la formation du canal de plasma. La première concerne la phase d'autofocalisation. En effet, comme la puissance critique est inversement proportionnelle à la pression du gaz, à mesure que la pression décroît, le rapport P/P_{cr} à puissance constante diminue. Par conséquent, le filament débute à une distance plus proche du foyer linéaire pour des pressions plus faibles, ce que confirment les simulations numériques présentées dans le paragraphe précédent. De plus, le décalage du foyer non linéaire en fonction de la pression reste faible, environ 10 cm entre 1 atm et 0.2 atm. Ce comportement est mieux expliqué par des faisceaux comportant de forts gradients à leur périphérie (super gaussienne ou gaussienne tronquée), que par un profil gaussien (voir figure 6.3, courbes continues). En effet, le début du filament pour des profils à bords raides est très légèrement décalé à mesure que la pression décroît, alors que les simulations effectuées pour un profil gaussien prévoit un décalage du début de la filamentation d'environ 30 cm.

Le deuxième effet concerne la longueur de la colonne de plasma. Pour des pressions allant de 1 atm à 0.6 atm l'ensemble de la colonne de plasma est décalé dans la direction de propagation du laser. Néanmoins, pour des pressions dans la gamme 0.4 à 0.5 atm, un second pic de refocalisation apparaît vers 2.5 m, et la longueur de la colonne de plasma tend à diminuer. Ainsi, la longueur de la colonne d'air ionisée reste constante si l'on diminue la pression jusqu'à 0.6 atm, puis finit par raccourcir et disparaître (voir figure 6.6).

A titre de comparaison, nous avons représenté la densité électronique calculée numériquement, pour un profil initial super gaussien proche de l'expérience, superposée avec les mesures de conductivité pour trois pressions caractéristiques : $p = 1$ atm ; $p = 0.6$ atm ; $p = 0.2$ atm (voir figure 6.7). Contrairement aux prédictions numériques réalisées avec des profils initiaux à bords raides, nous n'observons pas de refocalisation secondaire après le premier canal de plasma à l'exception d'un pic de faible amplitude situé à environ 2,5 m pour des pressions intermédiaires comprises entre 0.4 et 0.5 atm. Néanmoins, le canal de plasma généré expérimentalement est plus long que la première colonne de plasma calculée numériquement et s'étend après le second pic de refocalisation.

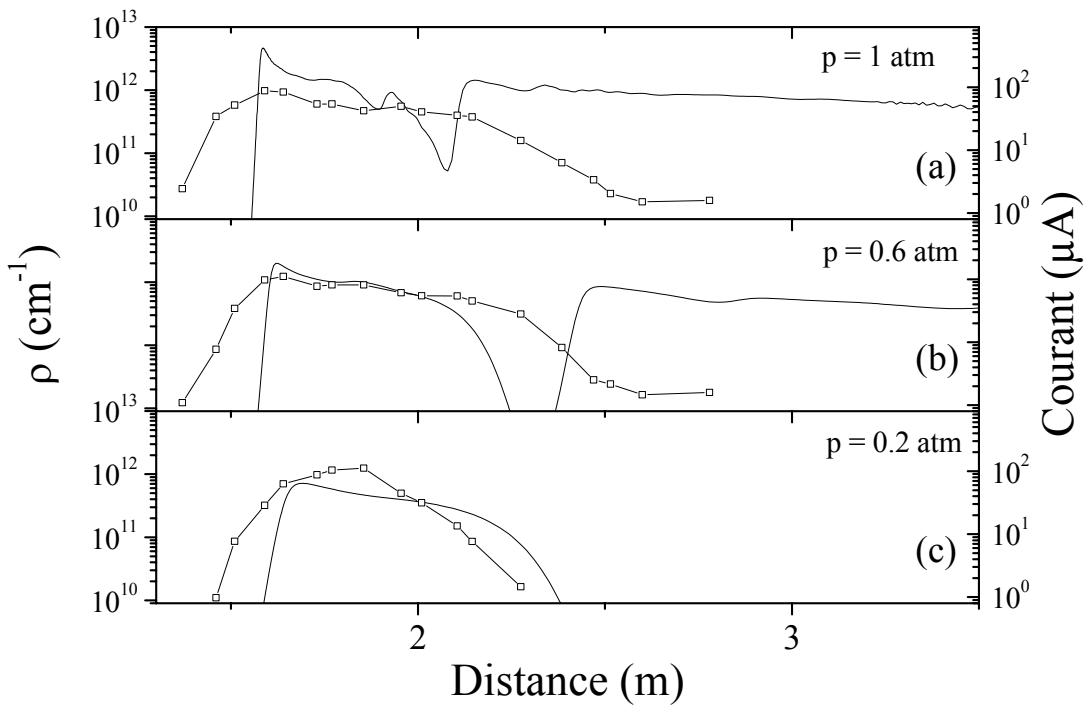


Figure 6.8 : Comparaison entre les résultats expérimentaux pour une énergie incidente de 3.7 mJ (carrés) et les simulations numériques de la densité intégrée d'électrons par unité de longueur (courbes continues). Les pressions considérées sont (a) $p = 1$ atm, (b) $p = 0.6$ atm, (c) $p = 0.2$ atm. Le faisceau initial est super-gaussien à symétrie de révolution d'ordre $n = 22$ et de rayon $w_0 = 2.32$ mm). La durée de l'impulsion est $\tau_{FWHM} = 135$ fs.

Nous avons mesuré la conductivité de la fin du canal de plasma, pour $p = 0.6$ atm, avec une détectivité plus importante afin de vérifier si expérimentalement il n'y avait pas de rebond éventuel après le premier canal de plasma. La tension appliquée aux électrodes a été augmentée de 800 V à 2000 V, augmentant ainsi la détectivité d'environ un demi ordre de grandeur. La courbe obtenue a été normalisée et superposée aux résultats expérimentaux précédemment obtenus à la même pression. Ces résultats sont représentés dans la figure 6.9 et confirment qu'il n'y a pas de rebond d'ionisation détectable après le premier canal de plasma à 0.6 atm.

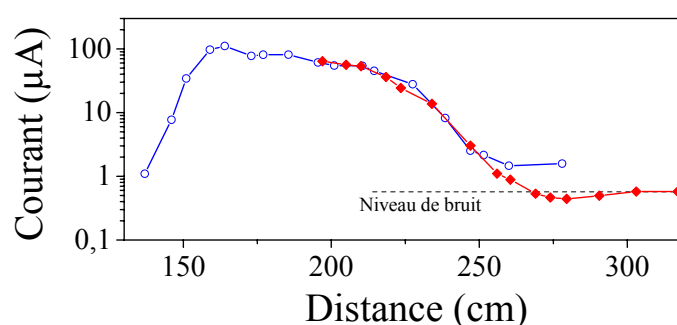


Figure 6.9 : Mesure de la conductivité de la colonne de plasma en fonction de la distance de propagation à 0.6 atm. La courbe avec les cercles représente la colonne de plasma à 0.6 atm de la figure 6.4. La courbe avec les losanges représente les mesures de conductivité effectuées à la fin du filament à la même pression mais avec une tension appliquée aux électrodes plus élevée ($V = 2000$ V). Les résultats ont été normalisés pour pouvoir être comparés aux mesures précédentes ($V = 800$ V). Une tension plus élevée nous permet d'augmenter la détectivité d'environ un demi ordre de grandeur.

Afin d'expliquer cette apparente contradiction entre les calculs numériques et les expériences, nous avons effectué des simulations complémentaires à $p = 0.6$ atm pour des énergies laser incidentes décroissantes de 5.4 mJ à 2 mJ. Ces résultats numériques mettent en évidence qu'en diminuant l'énergie incidente à environ 2 mJ, le second pic d'ionisation disparaît quand l'énergie devient trop basse. Selon ces simulations effectuées à 3.7 mJ et à 2 mJ et, comparées avec les résultats expérimentaux, l'absence de cette refocalisation secondaire montre que l'énergie est surestimée expérimentalement. En effet, il est raisonnable de penser que les conditions de focalisation ne sont pas aussi idéales que celles utilisées pour le calcul numérique. En effet, au vu du profil laser initial (voir figure 6.4) qui n'est pas parfaitement monomode et présente d'importantes fluctuations d'intensité, l'intensité maximum sur l'axe au début de la filamentation est certainement inférieure à celle calculée dans les simulations. Par conséquent, le processus de filamentation est probablement mieux décrit par la simulation effectuée à une énergie inférieure, ce qui expliquerait pourquoi le canal de plasma secondaire n'est pas observé expérimentalement à 3.7 mJ. Néanmoins, la colonne de plasma observée expérimentalement est plus longue que celle décrite à 2 mJ, mais

aussi plus longue que la première colonne de plasma décrite à 3.7 mJ. De nouveau, afin d'expliquer cette contradiction, nous pouvons employer le même type d'explication que celui utilisé précédemment. En effet, les conditions de focalisation (en termes d'intensité maximum au début de la filamentation) ne sont pas aussi bonnes comme nous l'avons précédemment mentionné. Ceci abaisse l'intensité au début de la filamentation en raison des hautes fréquences spatiales présentes dans le faisceau et tend à prolonger la propagation sous forme de filament.

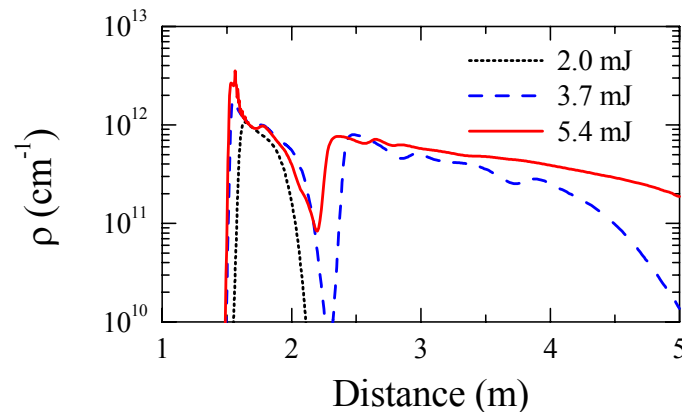


Figure 6.10 : Simulations numériques du nombre d'électrons par unité de longueur (ρ) pour trois énergies incidentes différentes : 2 mJ, 3.7 mJ et 5.4 mJ. La pression était $p = 0.6$ atm et le faisceau super-gaussien avec $n = 22$ et $w_0 = 2,32$ mm. La refocalisation du faisceau disparaît pour l'énergie la plus basse, soit 2 mJ.

Dans le cas particulier de la figure 6.7, avec un compresseur légèrement désaligné, il est possible d'introduire plus d'énergie (5.4 mJ) sans que le faisceau ne se scinde en plusieurs filaments. De ce fait, comme nous avons introduit un chirp spatial dans le faisceau, l'intensité sur l'axe optique est plus faible car la durée de l'impulsion est plus longue. Ceci est aussi mis en évidence par le niveau de signal détecté, qui est deux à trois fois plus faible que dans le cas de la figure 6.6 (sans chirp spatial). Dans le cas où le compresseur est désaligné, l'énergie est importante avec une intensité plus faible sur l'axe. Le filament peut alors s'étendre sur une plus grande distance et se refocaliser là où il s'arrêtait pour une énergie de 3.7 mJ. En effet, d'après la figure 6.7, la conductivité du canal de plasma pour des pressions intermédiaires de l'ordre de 0.6 atm semble composé de deux parties : un premier plateau d'intensité constante jusqu'à environ 240 cm, suivi d'un second pic de refocalisation puis d'un second plateau dont l'intensité est d'environ un ordre de grandeur plus faible que le plateau principal. Ce second plateau s'étend jusqu'à 320 cm augmentant la longueur du canal de plasma de 20 %. Ce type de comportement a déjà été observé dans des travaux précédents présentés dans le chapitre 4 concernant le chirp temporel pour des propagations sur de longues distances. En effet,

l'introduction d'un chirp temporel réduit l'intensité sur l'axe du faisceau laser retardant la formation des filaments et permettant ainsi d'allonger leur longueur.

En plus de ces mesures de conductivité, nous avons choisi d'utiliser un autre outil de caractérisation, non invasif, basé sur la détection d'impulsion dans la gamme des THz par le canal de plasma. La détection de cette impulsion électromagnétique se fait au moyen d'un détecteur hétérodyne à 94 ± 1 GHz muni d'un système d'imagerie et placé à 90° de l'axe de propagation du filament. La description détaillée des mécanismes d'émission et du détecteur hétérodyne sont dans le chapitre 3 (voir § 3.4). L'énergie est la même que précédemment, soit 5.4 mJ. En utilisant cette méthode, nous avons donc caractérisé la colonne de plasma générée par filamentation femtoseconde en fonction de la pression. Les résultats obtenus sont représentés dans la figure 6.11. Comme nous l'avons vu précédemment pour les mesures de conductivité électrique, à mesure que la pression diminue, le début de la filamentation se rapproche du foyer linéaire de la lentille de focalisation. Il faut rappeler que ces mesures ne sont pas aussi sensibles que les mesures électriques en termes de dynamique de détection. Néanmoins, elle confirment les mesures de conductivité sans avoir perturbé la propagation du filament et la formation du canal de plasma.

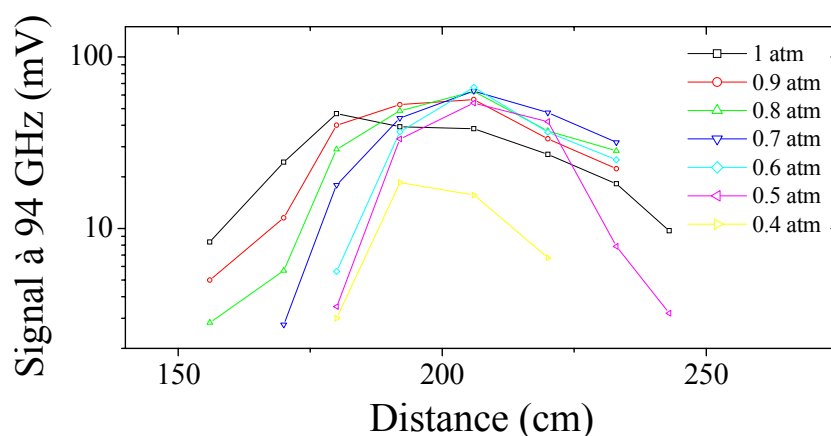


Figure 6.11 : Evolution du signal sub-THz en fonction de la distance de propagation et pour différentes pressions allant de 1 à 0.4 atm. Le signal sub-THz est détecté à l'aide d'un détecteur hétérodyne à 94 ± 1 GHz.

En conclusion, nous avons étudié expérimentalement et numériquement l'influence de la pression sur la filamentation laser femtoseconde en laboratoire pour un filament unique. Les simulations numériques ont mis en évidence que le processus de filamentation était possible jusqu'à 0.2 atm correspondant à des altitudes d'environ 11 km. Ce résultat a été confirmé expérimentalement pour des conditions initiales identiques. Les calculs numériques ont aussi indiqué le rôle crucial de la forme initiale du faisceau sur la longueur du canal de plasma

formé en fonction de la pression. D'ailleurs, l'effet de la pression sur la position du foyer non linéaire semble assez faible expérimentalement confirmant les simulations utilisant des profils initiaux avec de forts gradients (super-gaussienne, gaussienne tronquée), proches du profil expérimental. De plus, nous avons observé expérimentalement une réduction de la longueur du canal de plasma pour des basses pressions, confirmant aussi les simulations numériques. Néanmoins, quelques divergences entre les expériences et les simulations numériques subsistent encore, montrant qu'il est plus difficile expérimentalement de créer un filament unique avec une énergie incidente importante ce qui réduit les chances d'observer une extension du filament ou des foyers secondaires. Néanmoins, il est possible de créer un filament avec une énergie incidente importante en réduisant l'intensité sur l'axe. Ceci peut être effectué en introduisant une dérive de fréquences spatiale ou temporelle dans le profil initial. Enfin, la mise en évidence de la filamentation à basse pression a été confirmée par des mesures de l'émission du filament dans la gamme des THz au moyen de deux détecteurs hétérodynes. Ces mesures ont permis de valider les mesures de conductivité en fonction de la pression avec l'avantage d'être non invasives, donc de ne pas perturber la propagation du filament.

6.4 PROPAGATION D'IMPULSIONS FOCALISEES EN FONCTION DE LA PRESSION ET DE LA NATURE DU GAZ

6.4.1 Introduction

Un aspect important de la propagation d'impulsions ultracourtes est la non-linéarité du milieu. Il est bien connu que les molécules de l'atmosphère possèdent, aussi bien l'azote que l'oxygène, une susceptibilité instantanée due à la polarisation électronique et une susceptibilité retardée due à l'orientation inertielle des molécules de l'ordre de quelques picosecondes.

Il serait intéressant d'étudier la propagation des impulsions femtosecondes dans des gaz dont l'effet Kerr est instantané tel que l'argon. L'argon a suscité un très grand intérêt pour les expériences de propagation d'impulsions femtosecondes. Ceci est dû au fait que sa non linéarité est instantanée et qu'il est plus stable que d'autres gaz. Récemment, des expériences de filamentation dans une cellule d'argon ont été effectuées et ont mis en évidence qu'il était possible de raccourcir l'impulsion jusqu'à quelques cycles optiques [6.28].

6.4.2 Résultats et discussion

Le dispositif expérimental est le même que celui utilisé dans le paragraphe précédent (voir § 6.3.4). Les résultats obtenus respectivement pour l'azote et l'argon sont représentés en annexe dans les figures 6.A.1 et 6.A.2 et mettent en évidence que la génération de canaux de plasma par filamentation est possible dans l'azote et l'argon et subsiste jusqu'à 0.3 atm. Le comportement de la colonne d'air ionisée en fonction de la pression est similaire à celui de l'air. A mesure que la pression décroît la longueur du filament diminue et finit par disparaître pour les très basses pressions et, le foyer non linéaire se décale vers le foyer linéaire de la lentille de focalisation.

A titre de comparaison, nous avons mesuré l'évolution de la conductivité de la colonne de gaz ionisé, pour l'air, l'azote, et l'argon, en fonction de la distance de propagation du filament et pour trois pressions caractéristiques : 0.9 atm, 0.6 atm, et 0.3 atm (voir figure 6.12).

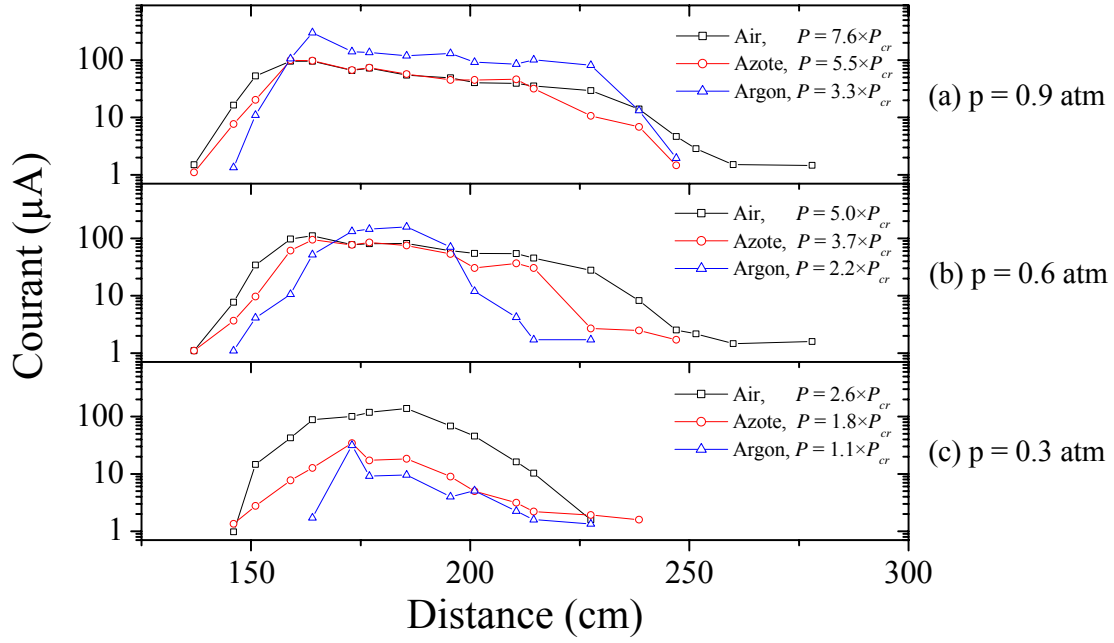


Figure 6.12 : Comparaison entre l'air, l'azote et l'argon de la conductivité de la colonne de plasma en fonction de la distance de propagation et pour 3 pressions caractéristiques : (a) $p = 0.9 \text{ atm}$, (b) $p = 0.6 \text{ atm}$, (c) $p = 0.3 \text{ atm}$. L'énergie par impulsion était de 3.7 mJ . $f = 2 \text{ m}$; profil super-gaussien d'ordre $n = 22$ et de rayon $w_0 = 2.32 \text{ mm}$.

Les différentes caractéristiques principales qui différencient ces trois gaz sont récapitulées dans le tableau 6.1. Elles concernent les indices non-linéaires instantané et retardé, le potentiel d'ionisation et par conséquent le nombre de photons nécessaires pour ioniser la molécule et la section efficace d'absorption pour le Bremsstrahlung inverse. Nous allons nous intéresser dans un premier temps à la phase d'autofocalisation et par conséquent à l'effet Kerr instantané. On remarque que quelle que soit la pression considérée, le recul du foyer non linéaire est plus important pour l'air que pour l'azote et plus important pour l'azote que pour l'argon. Le recul du foyer est relié au rapport de la puissance incidente sur la puissance critique P/P_{cr} , il est décrit de manière empirique par la formule de Marburger dans le cas d'un faisceau gaussien [6.1]. Malgré le fait que le faisceau expérimental puisse s'apparenter à une super-gaussienne, la loi d'évolution reste la même : plus le rapport P/P_{cr} est important, plus le recul du foyer est important. De plus, l'énergie a été gardée constante pour les trois séries de mesures, par conséquent la puissance incidente est constante pour les trois gaz ($P = 27 \text{ GW}$) et le recul du foyer nous informe donc sur les changements de la puissance critique en fonction du gaz utilisé. Or la puissance critique est inversement proportionnelle à l'indice non linéaire instantané et se met sous la forme : $P_{cr} = \lambda_0^2 / 2\pi n_0 n_2$. Ainsi, si l'indice non linéaire augmente, le recul du foyer est plus important. Nous pouvons donc conclure des résultats expérimentaux

que les indices non linéaires de l'air, de l'azote et de l'argon vont en décroissant : $n_{2,air} > n_{2,azote} > n_{2,argon}$. Ce résultat est en bon accord avec les valeurs mesurées dans l'article de E.T.J. Nibbering *et al.* [6.29] (voir tableau 6.1). En revanche, la valeur mesurée dans la référence [6.30] pour l'argon ne concorde pas avec nos expériences car elle est trop élevée. En effet, cela impliquerait que le recul du foyer non linéaire de l'argon devrait être plus important que celui de l'air.

	U_n (eV)	$n_{2,i}$ ($m^2 \cdot W^{-1}$)	$n_{2,rot}$ ($m^2 \cdot W^{-1}$)	K	σ_K ($s^{-1} \cdot (cm^2 \cdot W^{-1})^K$)
Air [6.22]	12.1	3.2×10^{-23}			
Air [6.29]	12.1	2.9×10^{-23}	3.6×10^{-23}	8	3.7×10^{-96}
O ₂ [6.29]	12.1	5.1×10^{-23}	8.5×10^{-23}	8	2.88×10^{-99}
N ₂ [6.29]	15.6	2.3×10^{-23}	2.3×10^{-23}	11	5.08×10^{-144}
Ar [6.29]	15.759	1.3×10^{-23}	—	11	5.54×10^{-140}
Ar [6.30]	15.759	4.9×10^{-23}	—	11	5.54×10^{-140}

Le deuxième effet de la nature du gaz concerne la colonne de plasma. On remarque que la longueur de la colonne de plasma dans l'azote ou dans l'argon est toujours inférieure à celle dans l'air. Cette réduction est due d'une part à l'absorption multiphotonique qui est plus importante pour l'azote et l'argon car le potentiel d'ionisation est plus élevé et l'ionisation des molécules ou des atomes nécessite plus de photons, d'autre part pour une pression donnée le rapport P/P_{cr} est plus faible. En effet, lorsque la puissance incidente devient inférieure à trois fois la puissance critique, la longueur de la colonne de gaz ionisé est diminuée de moitié. Ceci est observé à 0.6 atm pour l'argon et 0.3 atm pour l'air et l'azote. On passe alors en dessous du seuil de filamentation.

6.4.3 Simulations numériques

Nous avons voulu vérifier ce comportement numériquement. Nous avons calculé la propagation du faisceau pour les trois différents gaz en fonction de la distance de propagation et pour différentes pressions. Les indices non linéaires utilisés, instantanés et retardés, pour l'azote et l'argon sont ceux de la réf. [6.29], et pour l'air ceux de la référence [6.22]. La figure 6.13 montre une comparaison de la densité intégrée d'électrons en fonction de la distance de propagation et de la pression du gaz pour trois types de gaz différents,

respectivement l'air, l'azote et l'argon. L'impulsion initiale utilisée a les mêmes caractéristiques que dans l'expérience : $E_{in} = 3.7$ mJ et $\tau_{FWHM} = 135$ fs. Le faisceau initial est super-gaussien d'ordre 22 avec un rayon $w_0 = 2.32$ mm, et focalisé par une lentille de longueur focale de $f = 2$ m.

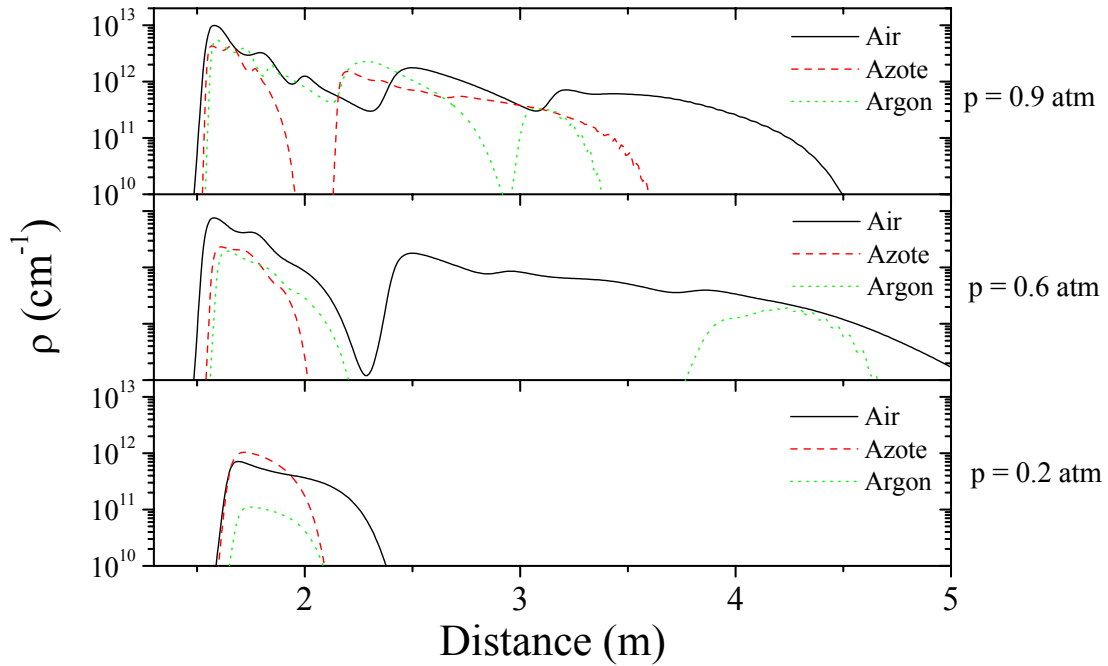


Figure 6.13 : Comparaison entre l'air, l'azote et l'argon de la densité intégrée d'électrons de la colonne de plasma calculée en fonction de la distance de propagation et pour 3 pressions caractéristiques : (a) $p = 0.9$ atm, (b) $p = 0.6$ atm, (c) $p = 0.3$ atm. L'énergie par impulsion est de 3.7 mJ. $f = 2$ m ; profil super-gaussien d'ordre $n = 22$ et de rayon $w_0 = 2.32$ mm.

Pour l'air (voir courbe continue dans les figures 6.13) la densité intégrée d'électrons à $p = 0.9$ atm montre un canal de plasma long de 3 mètres environ débutant 50 cm avant le foyer linéaire de la lentille et allant jusqu'à 4.50 m. La densité intégrée atteint 10^{13} cm $^{-1}$ au foyer non-linéaire et est suivie de plusieurs foyers secondaires maintenant la charge supérieure à quelques 10^{11} cm $^{-1}$. Pour une pression $p = 0.6$ atm, le canal de plasma se scinde longitudinalement en deux laissant apparaître un canal secondaire dont la densité est environ un ordre de grandeur plus faible qu'au foyer non linéaire et s'étend jusqu'à plus de 5 mètre sur l'axe de propagation. Pour des pressions plus basses ($p = 0.3$ atm) ce canal secondaire disparaît et on observe un canal de plasma de 70 cm de long avec une densité intégrée d'électrons de l'ordre de 4×10^{11} cm $^{-1}$.

Dans le cas de l'azote (courbe en tiret dans les figures 6.13), on remarque que le recul du foyer non-linéaire est moins important (~ 5 cm) que dans le cas de l'air et ceci quelle que soit

la pression considérée. Cette observation est en bon accord avec les résultats expérimentaux présentés précédemment. Pour une pression $p = 0.9$ atm, on remarque la présence le long de l'axe de propagation deux canaux de plasma, un premier de 40 cm de long environ avant le foyer linéaire atteignant $4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-1}$ suivi d'un second canal de 1.50 m de long ayant une densité intégrée environ dix fois plus faible que le premier canal. Pour de plus basses pressions le canal secondaire disparaît et la densité intégrée d'électrons diminue pour atteindre 10^{12} cm^{-1} environ à $p = 0.3$ atm.

Ce résultat met en évidence que la longueur de la colonne d'azote ionisé pour $p = 0.9$ atm est plus courte que dans le cas de l'air et que son allure est semblable à celle de l'air pour des pressions intermédiaires de l'ordre de 0.6 atm. Ceci peut en partie être expliqué par le fait que d'une part la puissance critique de l'azote pour une pression donnée est de 28 % plus élevée que celle de l'air et que d'autre part l'absorption multiphotonique est plus importante dans le cas de l'azote que dans l'air. En effet, son potentiel d'ionisation est plus élevé. Ainsi, si l'on souhaite comparer les résultats à P/P_{cr} constant, il faut diminuer la pression de l'air de 28% soit 0.6 atm. Néanmoins, en abaissant la pression il faut noter qu'on n'agit pas seulement sur l'indice non-linéaire mais aussi sur le nombre d'atomes neutres et sur d'autres paramètres comme l'absorption plasma et l'absorption multiphotonique. Il faudrait en toute rigueur abaisser la puissance incidente.

Dans le cas de l'argon (courbes en pointillés dans les figures 6.13), on observe pour une pression $p = 0.9$ atm un canal de plasma principal de 1.40 m de long débutant 50 cm environ avant le foyer linéaire de la lentille de focalisation et atteignant $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-1}$ suivi d'un canal de plasma secondaire de 40 cm de long. Lorsqu'on diminue la pression à $p = 0.6$ atm, la longueur du canal de plasma principal diminue pour atteindre 65 cm de long, et on observe une refocalisation du faisceau à 3.75 m environ générant un canal de plasma secondaire de 90 cm de long et de densité plus faible de l'ordre de $1.8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-1}$. Pour des faibles pressions ($p = 0.3$ atm), le canal de plasma débute à une distance plus proche du foyer linéaire (~35 cm) et sa longueur est plus petite et vaut 45 cm. Sa densité est aussi plus faible et est de l'ordre de $\sim 10^{11} \text{ cm}^{-1}$.

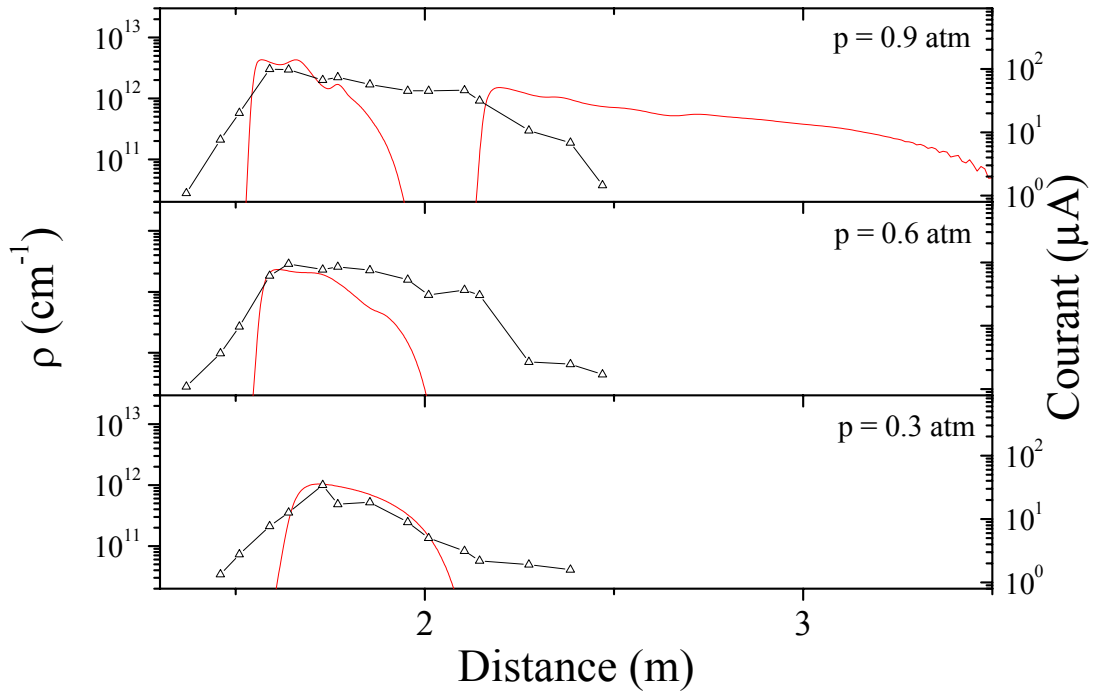


Figure 6.14 : Comparaison dans l'azote entre les résultats expérimentaux pour une énergie incidente de 3.7 mJ (triangles) et les simulations numériques de la densité intégrée d'électrons par unité de longueur (courbes continues). Les pressions considérées sont (a) $p = 0.9$ atm, (b) $p = 0.6$ atm, (c) $p = 0.3$ atm. Le faisceau initial est super-gaussien à symétrie de révolution d'ordre $n = 22$ et de rayon $w_0 = 2.32$ mm). La durée de l'impulsion est $\tau_{\text{FWHM}} = 135$ fs.

A titre de comparaison, nous avons représenté la densité intégrée d'électrons calculée numériquement pour des conditions proches de l'expérience, superposée avec les mesures expérimentales de conductivité pour trois pressions caractéristiques $p = 0.9$ atm, $p = 0.6$ atm, $p = 0.3$ atm et respectivement pour l'azote (voir figure 6.14) et pour l'argon (voir figure 6.15). Les échelles pour les simulations numériques et les résultats expérimentaux est identique et l'échelle a été conservée pour les différentes pressions. Contrairement aux prédictions numériques à $p = 0.9$ atm nous n'observons pas de refocalisation secondaire du faisceau après le premier canal de plasma et la longueur de la colonne de gaz ionisé est plus courte à cette pression aussi bien dans le cas de l'azote que dans le cas de l'argon. Néanmoins, la variation de la densité intégrée d'électrons en fonction de la pression est en bon accord avec les expériences et diminue de la même quantité à mesure que la pression décroît. De plus, il faut noter que pour des pressions de 0.3 atm pour l'azote et 0.6 et 0.3 atm pour l'argon correspondant à des puissance inférieures ou de l'ordre de trois puissances critiques la longueur du canal de plasma reproduit très bien l'expérience.

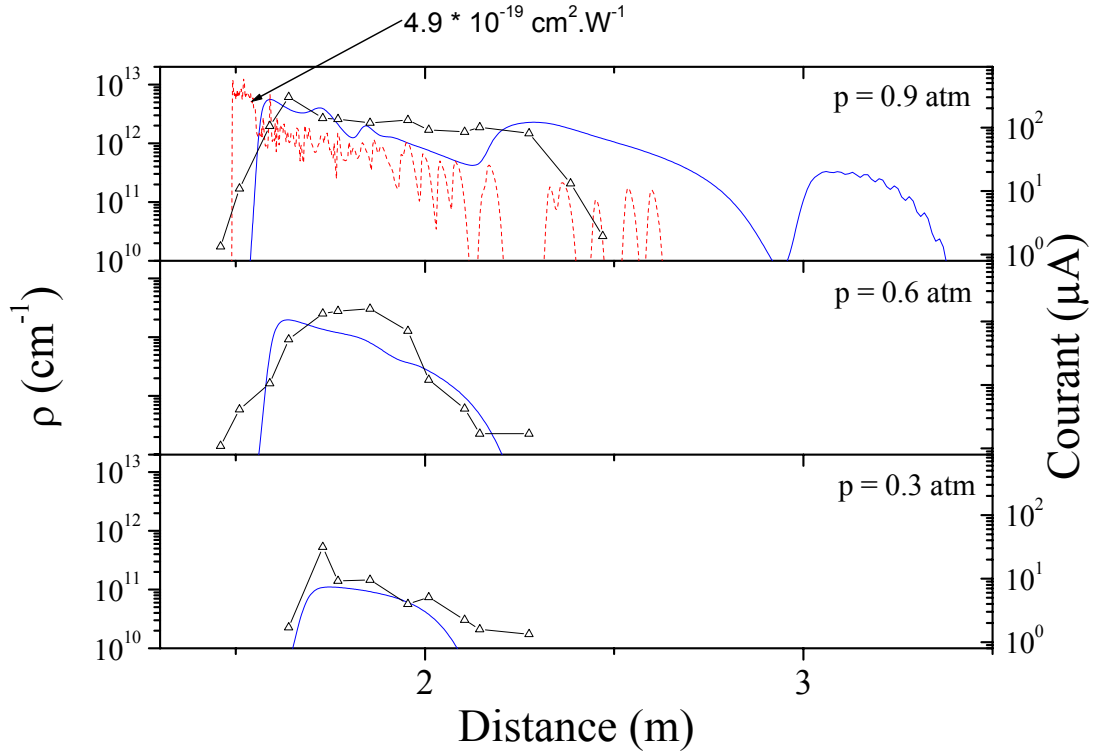


Figure 6.15 : Comparaison dans l'argon entre les résultats expérimentaux pour une énergie incidente de 3.7 mJ (triangles) et les simulations numériques de la densité intégrée d'électrons par unité de longueur (courbes continues). Les pressions considérées sont (a) $p = 0.9$ atm, (b) $p = 0.6$ atm, (c) $p = 0.3$ atm. Le faisceau initial est super-gaussien à symétrie de révolution d'ordre $n = 22$ et de rayon $w_0 = 2.32$ mm). La durée de l'impulsion est $\tau_{FWHM} = 135$ fs. La courbe en pointillé pour $p = 0.9$ atm correspond à un calcul numérique effectué avec un $n_2 = 4.9 \times 10^{-19} \text{ cm}^2 \text{W}^{-1}$ [6.30].

Afin d'avoir une meilleure compréhension du phénomène pour des pressions proches de la pression atmosphérique nous avons effectué des simulations complémentaires avec une énergie plus faible et égale à $E_{in} = 2.5$ mJ, pour une pression de 0.9 atm et pour les trois types de gaz. Les résultats numériques sont représentés dans la figure 6.16. Ces résultats ont été superposés aux mesures expérimentales à la même pression. Comme nous l'avons déjà remarqué dans le cas de l'air, ces résultats numériques mettent en évidence qu'en diminuant l'énergie de 33 %, la longueur totale de gaz ionisé diminue et la longueur du premier canal de plasma correspond à la longueur mesurée expérimentalement. Cependant, le canal de plasma secondaire subsiste. Si on diminue plus l'énergie il disparaît mais la longueur du premier canal est aussi diminuée et ne correspond alors plus à l'expérience. Ainsi, bien que le processus de filamentation soit mieux décrit par des simulations numériques avec une énergie incidente plus faible rendant compte des pertes éventuelles dues au profil expérimental bruité, cela ne permet pas pour autant de supprimer les refocalisations secondaires du faisceau après le foyer linéaire ou si elles sont supprimées le canal de plasma principal est trop petit. Il faut

donc envisager d'autres hypothèses permettant d'expliquer cette apparente contradiction entre les expériences et le modèle numérique. Comme numériquement, le faisceau se refocalise après le premier canal de plasma même pour des énergies plus faibles que l'expérience, on pourrait penser que le code sous-estime les pertes au cours de la propagation dues à l'absorption multiphotonique ou par le plasma. En effet, le modèle d'ionisation des molécules est très bien compris pour des intensités inférieures à $10^{12} \text{ W cm}^{-2}$ (ionisation multiphotonique) et pour des intensités supérieures à $10^{14} \text{ W cm}^{-2}$ (effet tunnel), mais pour des intensités intermédiaires que nous considérons, le raccordement des deux théories est complexe et il existe plusieurs modèles décrivant l'ionisation [6.31-6.33]. Il est alors possible d'ajuster la courbe du taux d'ionisation suivant le modèle, ce qui a aussi pour effet de changer les taux d'absorption mais aussi la dynamique de la propagation. Idéalement, il faudrait utiliser un laser monomode et mesurer expérimentalement les pertes afin de valider le modèle numérique utilisé.

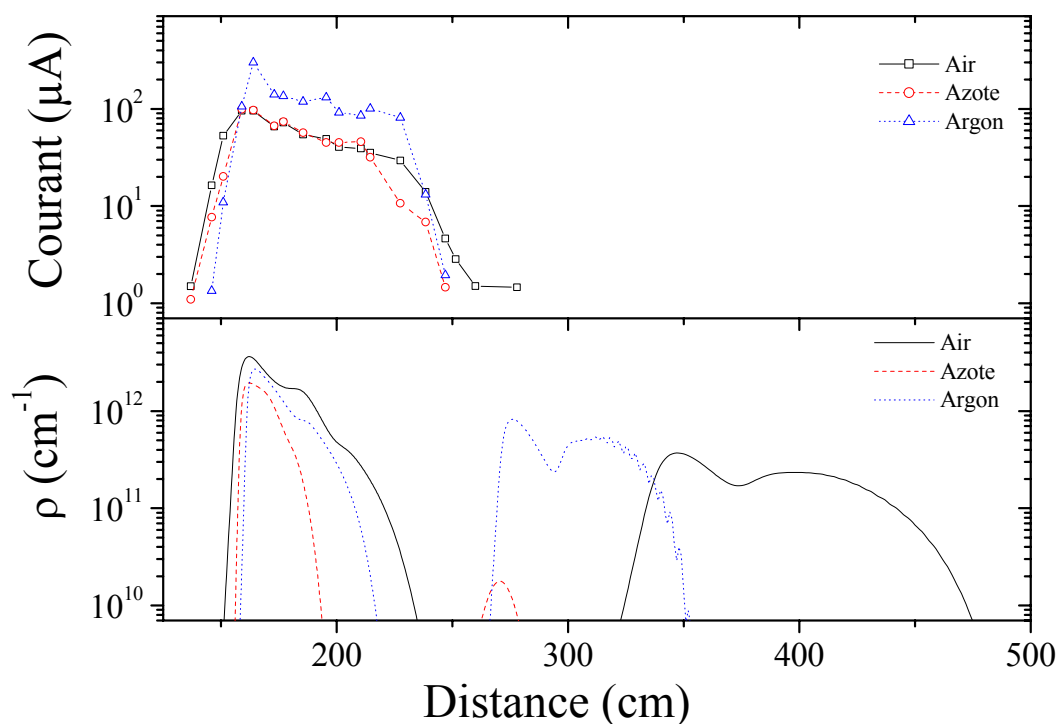


Figure 6.16 : Comparaison entre l'air, l'azote et l'argon de la densité intégrée d'électrons de la colonne de plasma calculée et de la conductivité mesurée en fonction de la distance de propagation pour $p = 0.9 \text{ atm}$. L'énergie par impulsion était de 3.7 mJ . $f = 2 \text{ m}$; profil super-gaussien d'ordre $n = 22$ et de rayon $w_0 = 2.32 \text{ mm}$.

6.4.4 Conclusion

En conclusion, nous avons montré que le processus de filamentation était possible dans d'autres gaz que l'air comme l'azote ou l'argon et qu'il persiste à basse pression jusqu'à 0.3 atm. Nous avons observé une réduction de la colonne de plasma à mesure que la pression diminue pour les trois gaz considérés validant la simulation numérique. De plus, quel que soit le gaz considéré, l'effet de la pression sur la position du foyer non linéaire est assez peu marqué ce que confirme l'utilisation d'un profil super-gaussien dans les simulations numériques. L'étude de l'influence de la nature du gaz sur le recul du foyer a aussi permis de confirmer les mesures de la constante n_2 effectuées par Nibbering *et al.* [6.29] pour les trois gaz considérés. En effet, l'indice non-linéaire va en décroissant pour respectivement l'air, l'azote et l'argon. Nous avons aussi montré aussi bien expérimentalement que numériquement que les canaux de plasma à pression égale sont plus longs dans l'air. De plus, la pression influe sur la longueur de la colonne de gaz ionisé mais n'influence pas ou très peu la conductivité et la densité intégrée d'électrons. Néanmoins, quelques divergences concernant la longueur du canal de plasma généré par filamentation femtoseconde entre les expériences et les simulations numériques subsistent. L'étude de ce problème nécessiterait des expériences complémentaires réalisées avec un mode laser stable afin de mesurer les pertes au cours de la propagation de manière à valider le modèle théorique d'ionisation et les constantes d'absorption utilisées dans le modèle.

6.5 PROPAGATION D'IMPULSIONS FEMTOSECONDES EN ALTITUDE

6.5.1 *Introduction*

Les applications à grande échelle en extérieur soulèvent à leur tour un grand intérêt pour une caractérisation complète de la propagation non linéaire dans des conditions atmosphériques réelles, y compris des conditions de basse pression à des altitudes élevées. L'influence de la pression du gaz a été étudiée en laboratoire dans plusieurs milieux, plus particulièrement dans les gaz rares [6.28, 6.30, 6.34, 6.35] et l'air [6.36]. Les variations de pression induisent des changements proportionnels de la dispersion de vitesse de groupe, de l'indice de réfraction non linéaire, et de la densité de molécules disponibles pour l'ionisation. Sans compter ces modifications, la pression atmosphérique influence la formation du canal de plasma par interaction laser plasma de manière hautement non linéaire, en affectant l'efficacité d'absorption collisionnelle [6.37]. En laboratoire, nous avons montré que la pression affecte principalement le niveau relatif d'ionisation mais pas l'intensité dans les filaments. Cependant, jusqu'à présent peu de travaux ont été consacrés à l'influence des basses pressions ou des gradients de pression [6.8] sur de grandes distances, bien que des processus intéressants comme la refocalisation de l'ensemble du faisceau aient été prévus par les calculs numériques [6.38]. Sans compter les effets de pression réduite, un modèle réaliste pour des propagations sous forme de filaments dans l'atmosphère doit tenir compte de l'influence des gouttelettes d'eau (i.e. brume, nuage ou pluie) sur la propagation non linéaire des impulsions laser de puissances élevées. Il a été récemment montré qu'un filament unique ou une filamentation multiple peut subsister lors de la traversée d'un nuage dense ou d'un brouillard. Cependant, la possibilité de former des filaments sous la pluie, plutôt que de leur faire traverser une pluie dense n'a pas été démontrée à ce jour. De plus, les expériences précédentes ont d'ailleurs été effectuées au travers d'une pluie synthétique dont la distribution en taille des gouttelettes est prédéterminée contrairement à la réalité.

Dans cette partie, nous caractériserons la propagation multifilamentaire d'un faisceau laser multitérawatt sur une longue distance en fonction de la dérive en fréquence initiale de l'impulsion à une altitude de 3230 m. Nous montrerons qu'une pression réduite a pour effet de réduire le nombre de filaments sans pour autant altérer le processus de filamentation, et que des filaments peuvent être produits et se propager dans des conditions réelles de pluie. Nous présenterons ensuite des résultats numériques dans des conditions expérimentales proches de celles du Teramobile sur la propagation d'impulsion laser dans l'air et sur la

génération de canaux de plasma en fonction de la pression. Nous présenterons aussi les résultats de calculs destinés à étudier l'influence de la durée de l'impulsion à pression réduite.

6.5.2 *Procédure expérimentale*

La source laser utilisée pour les expériences était le système laser térawatt-femtoseconde mobile Teramobile [6.39]. Ce système permet d'effectuer des expériences en extérieur dans pratiquement toutes les conditions atmosphériques, comme l'ont exigé les mesures réalisées sur une période prolongée de trois mois dans diverses conditions météorologiques à une altitude élevée. Le Teramobile fournit des impulsions de 280 mJ centrées à 800 nm, avec un taux de répétition à 10 Hz. Le faisceau émis est parallèle ou légèrement focalisé, avec un diamètre initial de 3 cm. La durée minimum d'impulsion était de 100 fs. La durée de l'impulsion peut varier de 100 fs à plus de 1.5 ps. En augmentant la durée de l'impulsion, on éloigne le début de la filamentation de la source en abaissant la puissance crête. Ceci permet de contrôler la localisation des canaux de plasma à une distance donnée [6.7]. Le faisceau collimaté est envoyé horizontalement sur des distances pouvant atteindre 800 m, au sommet de la montagne Magdalena (USA, Nouveau Mexique, altitude de 3250 m au-dessus de niveau de la mer). La pression standard à cette altitude est 0.67 atm, soit 6.8×10^4 Pa. Nous avons enregistré le profil du faisceau laser tout au long de sa propagation. Les profils ont été acquis en prenant des photographies du faisceau sur un écran placé perpendiculairement à l'axe de propagation en utilisant un appareil photographique numérique. Le temps d'exposition était de 1/8 de seconde afin que chaque image corresponde à un tir laser unique. Une partie des photographies a été prise sans filtre de manière à rendre compte de l'ensemble du spectre émis (continuum, émission conique, fondamental dans l'infrarouge). La formation et la répartition des filaments à une distance donnée a également été caractérisée par impression directe du faisceau sur un papier photosensible (Kodak Linagraph 1895, voir chapitre 2). Cette méthode nous permet en un seul tir de déterminer l'ensemble du profil en intensité d'un motif multifilamentaire complexe et nous renseigne sur la présence d'ionisation de l'air générée par les filaments.

6.5.3 *Propagation autoguidée d'impulsions laser femtosecondes multiterawatt sur de longues distances à pression réduite : résultats et discussion*

La figure 6.17 montre le profil du faisceau pour différentes distances de propagation, de 10.5 m à 64 m, et une durée initiale d'impulsion de 150 fs. On observe clairement dans la section transverse du faisceau (voir figure 6.17 .e-m) l'apparition d'un nombre important de canaux de lumière très intenses qui tendent à se former à la périphérie du faisceau. Cette distribution en intensité persiste après plusieurs dizaines de mètres de propagation. Ces profils sont qualitativement semblables aux profils équivalents acquis au niveau de la mer. Les filaments se forment là où les gradients d'intensités sont les plus importants. Dans le cas du laser Teramobile, le profil peut être approximé par une super-gaussienne où les gradients d'intensité les plus importants se situent à la périphérie du faisceau.

De plus, ces canaux de lumière génèrent un continuum de lumière blanche accompagné d'émission conique dans la même direction de propagation que le laser [6.12] (voir figure 6.17.a-d). Cette émission conique est due à une radiation de type Cerenkov émise par une impulsion se propageant avec une vitesse de phase superluminale. Cette émission caractéristique nous permet d'affirmer qu'il y a ionisation de l'air par les filaments à une altitude de 3230 m.

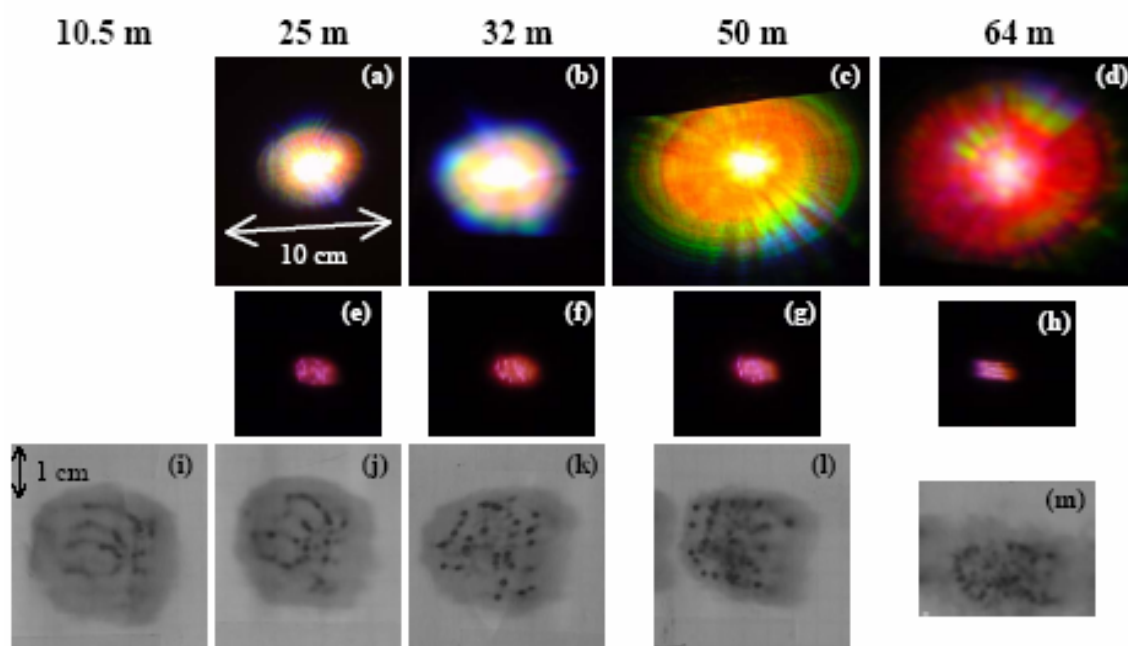


Figure 6.17 : Evolution du profil du faisceau en fonction de la distance de propagation pour une impulsion de 150 fs. a)-d) Photographies du faisceau entre 25 m et 64 m. e)-h) Photographies du faisceau réalisées avec un filtre coupant l'UV et le visible (RG700). L'échelle est identique à celle des photographies a)-d). i)-m) Empreintes du faisceau réalisées avec le papier photographique entre 10.5 m et 64 m.

La figure 6.18 représente le décompte du nombre de filaments générant des canaux de plasma dans le profil transverse du faisceau. Ils sont indiqués pour quatre chirps représentatifs en fonction de la distance : 150 fs, 650 fs, 1.3 ps et 1.5 ps. La position du début de la filamentation z_{nf} fournit une bonne caractérisation de la première phase de la filamentation, à savoir la région d'auto-focalisation. Elle est donnée par la formule de Marburger [6.1]:

$$\frac{1}{z_{nf}} = \frac{1}{R} + \frac{\sqrt{[(P_{in}/P_{cr})^{1/2} - 0.852]^2 - 0.0219}}{0.367z_R} \quad (6.2)$$

où R est la courbure initiale du front d'onde (dans notre cas, le rayon de courbure $R = f \cong 50$ m), P_{in} est la puissance initiale du laser, P_{cr} est la puissance critique et z_R représente la longueur de Rayleigh. Dans la région d'autofocalisation, la propagation est régie par l'effet Kerr, par conséquent la constante n_2 de l'indice non linéaire de réfraction de l'air, qui est proportionnelle à la pression [6.39]. Par conséquent, la puissance critique est inversement proportionnelle à la pression atmosphérique, et z_{nf} est fortement affectée dans le régime des basses puissances, i.e. quand $P_{in} \sim P_{cr}$. Cependant, le comportement asymptotique de l'équation (6.2) pour des puissances élevées ($P_{in} \gg P_{cr}$) mène à une dépendance en pression en racine carrée, de sorte que dans notre expérience, une réduction de 30% de la pression atmosphérique induit seulement une augmentation de 15% de z_{nf} . Une telle évaluation ne peut pas être comparée aux données expérimentales (voir figure 6.18), en raison de la résolution spatiale limitée (5 m). Néanmoins, la pression réduite n'affecte pas de manière significative la longueur de filamentation. La longueur observée dans la figure 6.18.d, correspondant à une durée d'impulsion supérieure à 1.5 ps, est comparable aux mesures effectuées dans des conditions semblables proche du niveau de la mer (altitude 155 m, voir chapitre 4). En effet, nous pouvons observer que lorsque la durée d'impulsion initiale est augmentée en introduisant un chirp négatif la puissance crête diminue. Le début de la filamentation se produit alors plus loin mais sur une plus longue distance et avec un nombre de filaments moins important. Pour une durée d'impulsion $\tau_p \sim 1.5 - 1.8$ ps, la longueur sur laquelle l'ionisation se produit a été augmentée d'un facteur 5 environ. La longueur sur laquelle l'ionisation était observable était d'environ 57 m pour la durée d'impulsion minimum, alors que pour une impulsion avec une dérive en fréquence négative (voir figure 6.18.d) cette longueur peut atteindre 275 m. Ce résultat suggère que les pertes dues à l'ionisation multiphotonique dans l'air à plus pression basse sont sensiblement identiques aux pertes à la pression atmosphérique. De plus, comme la puissance crête a été diminuée, le nombre de

filaments générant des canaux de plasma est par conséquent lui aussi diminué. Pour la durée d'impulsion la plus importante ($\tau_p \geq 1.5$ ps), il a été divisé par un facteur 2 dans la région proche du foyer linéaire.

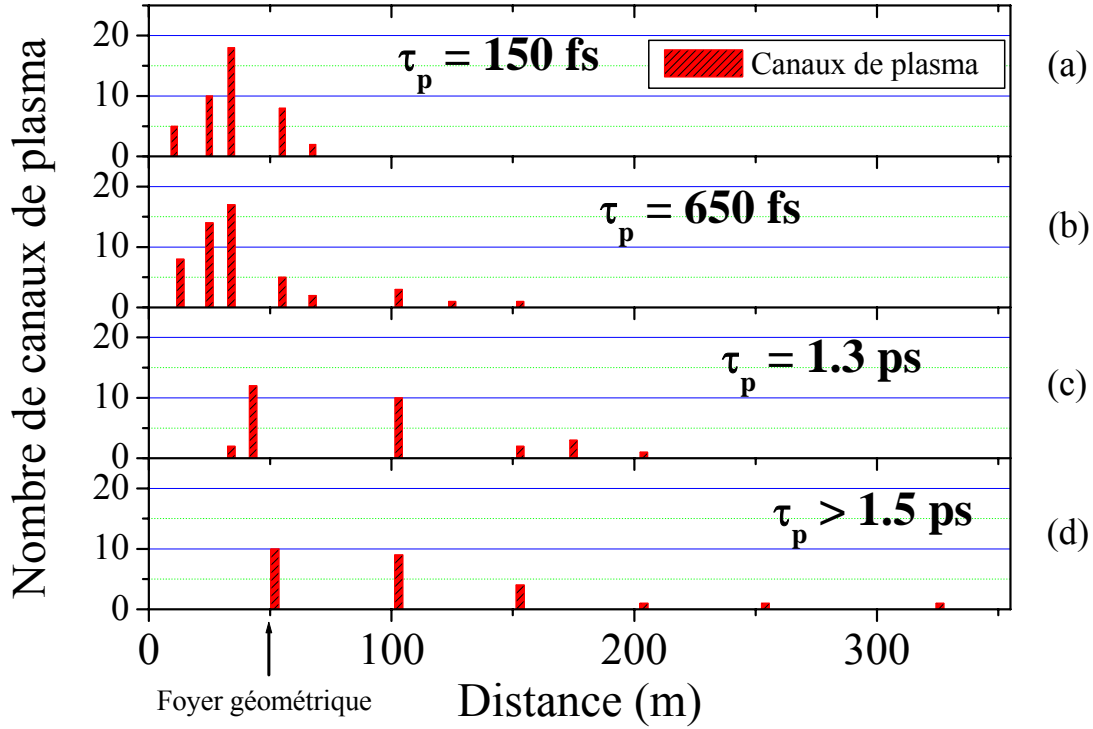


Figure 6.18 : Evolution du nombre de canaux de plasma en fonction de la distance de propagation à une pression de 0.67 atm et pour quatre durées d'impulsion consécutives : (a) $\tau_p = 150$ fs, (b) $\tau_p = 650$ fs, (c) $\tau_p = 1.3$ ps, (d) $\tau_p \geq 1.5$ ps.

Un des paramètres importants est le nombre de filaments. Comme nous l'avons vu précédemment, le faisceau se structure pour donner naissance à une filamentation multiple. Le nombre de filaments est inversement proportionnel à la puissance critique. La figure 6.19 permet de montrer la corrélation entre le nombre de filaments observés à 0.67 atm avec celui observé dans des conditions similaires (2.5 TW, 150 fs) à la pression atmosphérique (Lyon, France, altitude 170 m) à différentes distances de propagation. Pour cette expérience, les filaments ont été identifiés à partir de photographies numériques obtenues avec un filtre ne laissant passer que le spectre du continuum contenu dans l'UV (BG39). Cette méthode permet d'identifier toutes les surintensités présentes dans le faisceau et suffisamment intenses pour générer un continuum. Cela implique que tout les filaments, ionisant ou non, sont comptabilisés. Afin de comparer le nombres de filaments à des distances de propagation équivalentes, nous avons tracé les données en fonction de la distance de propagation réduite

$\hat{z} = z/\sqrt{p/p_0} = z \times z_{nf}/z_{nf}(p_0)$, où z est la distance de propagation et p est la pression, l'indice 0 correspond à la pression atmosphérique au niveau de la mer. La racine carrée de p provient du comportement asymptotique de l'équation (6.2). Une proportionnalité assez bonne est observée entre le nombre de filaments à 1 et 0,67 atm, et la réduction moyenne du nombre de filaments (32 %) correspond à la réduction de pression, par conséquent à la baisse de la puissance critique. Cela prouve en effet que le faisceau se scinde en plusieurs sous pupilles, chacune contenant environ une puissance critique [6.30].

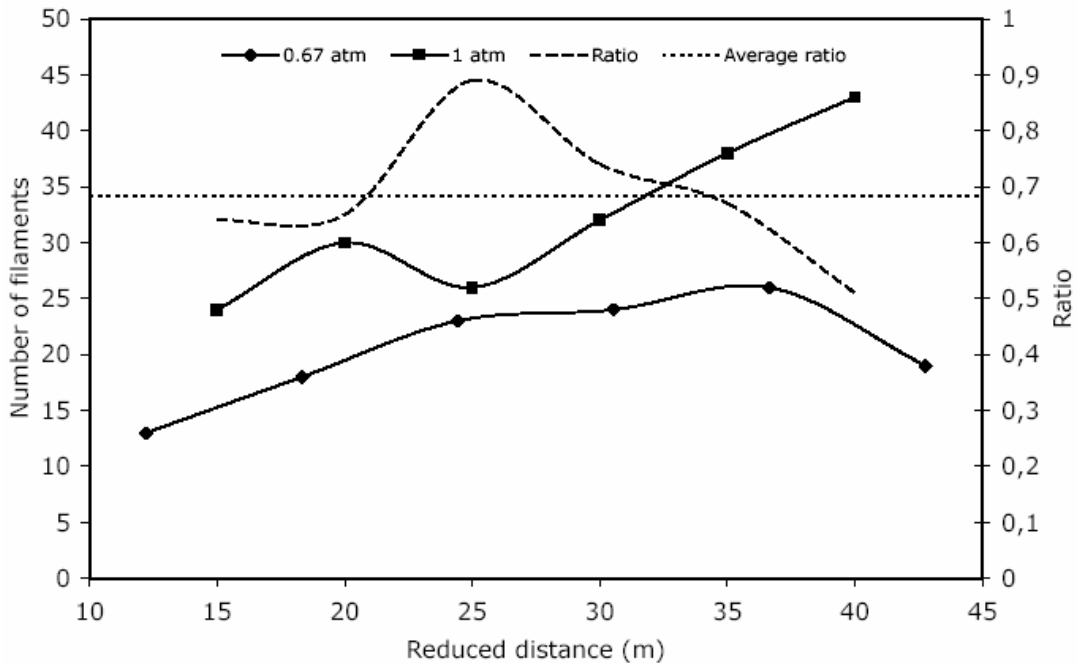


Figure 6.19 : Comparaison du nombre de filaments générés par des impulsions de 2.5 TW à 0.67 atm (3200 m d'altitude) et à 1 atm (pression atmosphérique standard) en fonction de la distance de propagation réduite. Le rapport du nombre de filaments dans chacune des deux conditions est représenté en tiret (échelle de droite). La distance de propagation réduite \hat{z} est définie dans le texte.

L'observation de filaments à une altitude élevée confirme les observations précédentes obtenues en laboratoire sur la filamentation dans l'air à basse pression. Les pressions considérées allaient de 1 atm jusqu'à 0.2 atm ce qui correspond à une altitude de 11 km. De plus, nos résultats sur la filamentation en altitude étendent le processus de filamentation à pression réduite au régime de la filamentation multiple pour des puissances élevées sur plusieurs centaines de mètres de propagation. Le fait de réduire la pression à 0.67 atm réduit la densité des molécules de l'air et par conséquent la densité d'électrons libres dans les canaux de plasma. Néanmoins, cela n'affecte que très légèrement la propagation en régime filamenté. Les longueurs où l'ionisation est observable (avec et sans dérive négative de fréquence) sont

comparables à celles observées à la pression atmosphérique standard et le nombre de filaments n'est réduit en moyenne que de 32 %.

La filamentation dans de vraies conditions atmosphériques, sans compter les effets de réduction de la pression à des altitudes élevées, inclut la propagation au travers de nuages et à travers la pluie. L'interaction du faisceau laser TW-fs avec la pluie a été étudiée en propageant une impulsion fortement chirpée ($\tau_p \sim 1.5 - 1.8$ ps) à travers 150 m de bruine composée de petites gouttelettes d'eau ($\Phi < 0.5$ mm). Les précipitations étant de l'ordre de plusieurs millimètres par heure. La visibilité était d'environ 150 m, i.e. un coefficient d'extinction de 6.6 km^{-1} ou 37 % de transmission sur 150 m. La densité de gouttelettes dans le nuage a été estimée à $1.7 \times 10^4 \text{ m}^{-3}$, par conséquent un faisceau de 3 cm de diamètre rencontre une gouttelette tous les cm de propagation. Contrairement aux expériences précédentes [], où les filaments étaient formés avant le nuage et interagissaient avec la pluie synthétique, dans nos expériences tout le faisceau interagit avec la pluie tout au long de sa propagation même avant la formation des filaments.

La figure 6.20 montre deux impacts laser sur papier photosensible réalisés dans les mêmes conditions laser à une distance de 75 m avec et sans pluie. On peut clairement observer dans la section transverse la présence de canaux de lumière suffisamment intenses pour ioniser l'air et détériorer le papier photosensible. Ceci met en évidence la possibilité de former des filaments sous la pluie.

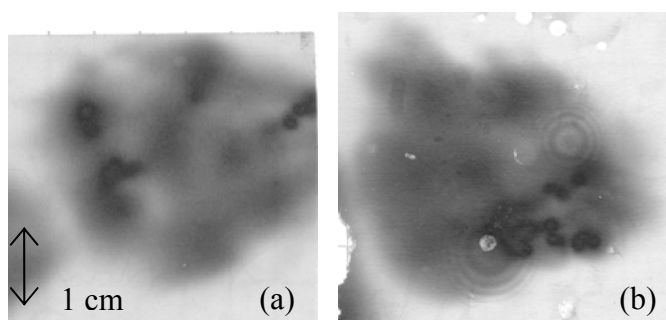


Figure 6.20 : Comparaison de deux profils transverse du faisceau laser réalisés après 75 m de propagation : (a) dans de l'air sec, (b) sous la pluie. La durée de l'impulsion était $\tau_p \approx 1.5-1.8$ ps. La pression de l'air était de 0.67 atm (3200 m d'altitude). On observe clairement des filaments dans les deux cas. Les anneaux de diffraction observables dans (b) correspondent à la diffraction du faisceau par les gouttelettes de pluie.

La comparaison entre les deux images prouve que la filamentation n'a pas été perturbée par la pluie, même à pression réduite, i.e. dans des conditions d'autofocalisation plus faible.

Par conséquent, la pluie n'empêche pas la formation de filaments au cours de la propagation d'un faisceau laser de puissance élevée. Comme la puissance contenue dans le faisceau laser au cours de nos expériences était bien au-dessus de la puissance critique, les pertes induites par la dispersion des gouttelettes de pluie lors de la phase d'autofocalisation ne sont pas suffisantes pour empêcher la structuration du faisceau en de multiples filaments. De plus, la diffraction par les gouttelettes déforme le faisceau et pourrait produire des gradients d'intensité transversaux locaux. Comme le processus d'autofocalisation par effet Kerr est dû à de tels gradients, la formation de surintensités locales par les gouttelettes pourrait même fournir des centres de nucléation pour la filamentation. Des observations récentes montrent que cette contribution positive sur la filamentation peut contrebalancer les pertes de puissance par diffraction. Une fois que la filamentation est établie, la survie des filaments peut être comprise par l'alimentation continue par le réservoir d'énergie laser dans lequel ils sont contenus, comme en laboratoire [6.41]. Les filaments peuvent donc se former et se propager malgré la pluie.

En conclusion, nous avons présenté les premières données expérimentales concernant la propagation horizontale d'impulsions laser femtosecondes de puissances élevées en altitude. La réduction de la pression (33 %) n'affecte que très peu les processus non linéaires au cours de la propagation. Nous avons montré qu'il était possible de contrôler la longueur et la localisation des canaux de plasma en introduisant une dérive en fréquence négative dans l'impulsion initiale et que leur comportement et leur nombre étaient similaires à celui pour des pressions proches de la pression atmosphérique. De plus, la réduction de l'effet Kerr en altitude n'empêche pas les filaments de se former et de se propager sous une pluie naturelle. Les perturbations limitées de l'altitude et de la pluie sont ainsi favorables pour des applications comme la détection de polluant ou le déclenchement de la foudre dans des conditions réelles de propagation atmosphérique verticale.

6.5.4 *Simulations numériques*

6.5.4.1 *Propagation à longue distance de faisceaux collimatés en fonction de la pression*

Nous avons voulu vérifier numériquement le comportement d'impulsions brèves de puissances élevées dans des conditions de pression atmosphérique réduite. Nous avons calculé la propagation d'un faisceau laser sur de longues distances dans l'air pour différentes pressions en utilisant un code numérique bidimensionnel à symétrie de révolution incluant le temps. Nous montrons d'abord que des impulsions laser d'énergie de 50 mJ et de durée de 120 fs, se propageant dans l'air à basse pression de 0.2 à 1 atm, donnent lieu au phénomène de filamentation sur de longues distances. Ceci correspond à des caractéristiques de laser proches de celles du Teramobile. La figure 6.21 montre des résultats de simulation pour la fluence, l'intensité, la densité d'électrons et la largeur de faisceau obtenue à partir d'un faisceau initial gaussien collimaté avec un « waist » $w_0 = 14$ mm se propageant dans l'air à trois pressions différentes. Les figures 6.21.a1, 6.21.a2 et, 6.21.a3 correspondent à la plus basse pression de 0.2 atm. Les figures de profil de fluence montrent un filament de lumière au sein duquel plusieurs maxima d'intensité sont obtenus ainsi que des pertes d'énergie émises du coeur du filament à chacun de ces maxima. Le filament commence à $z = 80$ m et se propage au delà de 250 m. Aux basses pressions entre 0.6 et 1 atm, les figures 6.21.b et 6.21.c mettent également en évidence une filamentation étendue, avec des maxima de refocalisation situés à des distances supérieures à 300 m. L'intensité maximale et la densité maximale d'électrons sont tracées en fonction de la distance de propagation sur les figures 6.21.a2, 6.21.b2, 6.21.c2. Elles atteignent la saturation aux niveaux 2×10^{13} W.cm⁻² et $2-10 \times 10^{15}$ cm⁻³. Le rapport des niveaux de saturation pour les densités d'électrons obtenues à différentes pressions suit le rapport des pressions de gaz. Le foyer non linéaire au delà duquel est généré le canal de plasma est situé à de plus petites distances de propagation quand la pression augmente. Cet effet est bien expliqué par le fait que la puissance critique pour l'autofocalisation varie comme I/p , et donc diminue quand la pression augmente. Ainsi, à mesure que la pression décroît, le rapport P_{in}/P_{cr} diminue et par conséquent le foyer non linéaire s'éloigne du laser.

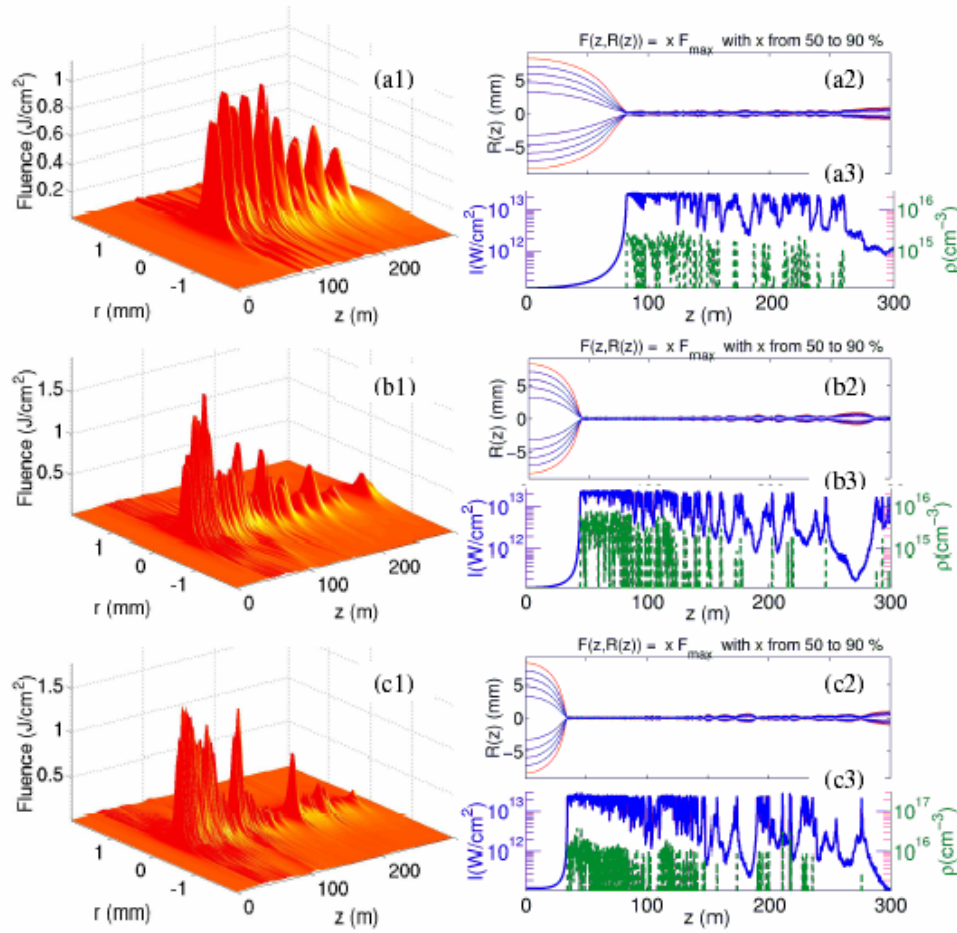


Figure 6.21 : Propagation d'une impulsion laser de 50 mJ, 120 fs dans l'atmosphère à (a) 0.2 atm, (b) 0.6 atm et (c) 1 atm. Le faisceau initial est une gaussienne collimatée avec $w_0 = 14$ mm. (a1), (b1), (c1) profil de fluence en fonction de la distance de propagation. Evolution de (a2), (b2), (c2) l'intensité (courbe continue, échelle de gauche) et (a3), (b3), (c3) de la densité électronique (courbe en tiret, échelle de droite) en fonction de la distance de propagation z . Les niveaux correspondent à une fraction de la fluence maximum, de 50 à 90 %.

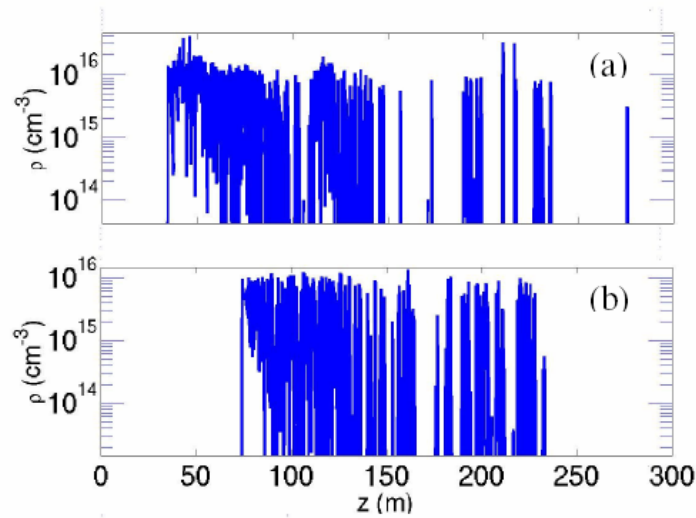
6.5.4.2 Influence de la durée initiale de l'impulsion sur le canal de plasma

Un autre paramètre jouant un rôle crucial est la durée de l'impulsion initiale. Celle-ci est contrôlée par la dérive de fréquence. Habituellement, la propagation d'impulsions laser ultracourtes sur de longues distances est réalisée par la pré-compensation de la dispersion de vitesse de groupe de l'air. Cette pré-compensation est faite au moyen d'une dérive de fréquence négative dans l'impulsion initiale, qui devient donc plus longue.

La figure 6.22 montre une comparaison entre les canaux de plasma calculés numériquement générés lors de la propagation d'impulsions avec et sans dérive de fréquence (durée d'impulsion minimum $\tau_p = 120$ fs), à la pression atmosphérique. Le profil du faisceau

initial est gaussien, collimaté ou focalisé ($f = 50$ m), d'énergie $E_{in} = 50$ mJ et de rayon $w_0 = 14$ mm.

La figure 6.22 correspond à une impulsion sans dérive de fréquence dont le faisceau est collimaté : le foyer non-linéaire est situé à une distance de 30 m de la source. Le canal de plasma produit sur l'axe n'est pas continu mais apparaît par intermittence. Sa longueur totale, définie par la distance sur laquelle la densité d'électrons sur l'axe est supérieure à 10^{15} cm^{-3} , est environ 69 m. La propagation d'une impulsion avec les mêmes paramètres excepté la dérive de fréquence $\Phi'' = -3 \times 10^4 \text{ fs}^2$ (correspondant à une durée initiale de 500 fs) montre que le foyer non-linéaire est situé à 75 m de la source et le canal de plasma est encore discontinu avec une longueur totale d'environ 47 m (voir figure 6.22.b). Une dérive de fréquence négative retarde donc le début de la filamentation comme prévu. L'étendue du canal de plasma est également plus petite. Il faut noter que ces simulations modélisent un tir laser unique. Dans une expérience, des canaux plasma très proches seraient mesurés comme un simple canal continu de plasma, d'abord parce que les fluctuations tir à tir mènent à un processus de moyenne et en second lieu parce que la technique de mesure elle-même fait la moyenne de la densité d'électrons sur une échelle de l'ordre du millimètre.



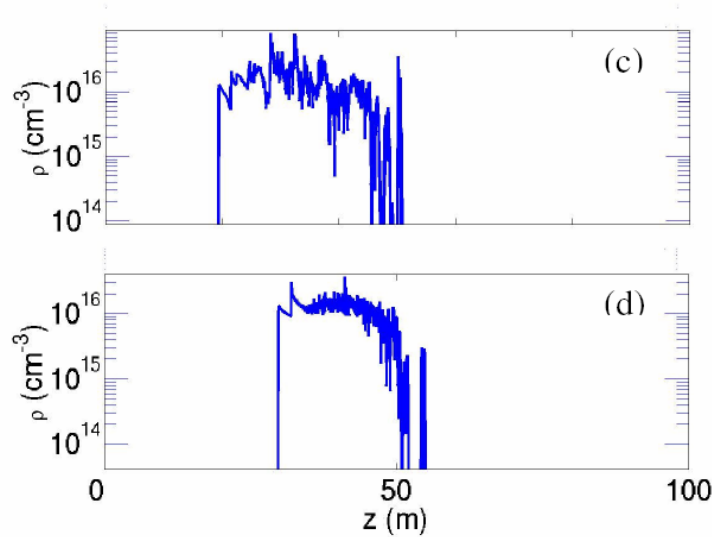


Figure 6.22 : Influence de la dérive de fréquence initiale sur le canal de plasma. La durée de l'impulsion varie avec la dérive de fréquence. (a) Le faisceau initial est gaussien avec $w_0 = 14$ mm, $E_{in} = 50$ mJ ; l'impulsion initiale n'a pas de dérive de fréquence, avec $t_p = 120$ fs. (b) Mêmes conditions que pour (a) avec une dérive de fréquence de -3×10^4 fs². (c) Mêmes conditions que pour (a) avec un faisceau focalisé correspondant à une longueur focale $f = 50$ m. (d) Mêmes conditions que pour (c) avec une dérive de fréquence de -3×10^4 fs². Notez que (a), (b) et (c), (d) ont des échelles différentes pour la distance de propagation.

Les figures 6.22.c et 6.22.d montrent la densité d'électrons produits sur l'axe pour les mêmes impulsions sauf que le faisceau est maintenant focalisé par un objectif de longueur focale $f = 50$ m. Le canal de plasma produit avec l'impulsion sans dérive de fréquence est maintenant continu. L'objectif de focalisation facilite donc le raccordement des canaux d'électrons en un canal unique de 28 m de long, qui commence plus près du laser. Comme dans le cas du faisceau collimaté, l'impulsion avec dérive de fréquence associée au faisceau focalisé produit un canal plasma continu de 21 m de long mais le début du filament est retardé (voir la figure 6.22.d). La dérive de fréquence de l'impulsion initiale permettrait donc non seulement un décalage du début du filament en abaissant la puissance laser initiale mais également un contrôle de sa continuité et de sa longueur. En jouant indépendamment sur la longueur focale et la dérive de fréquence, il est possible de produire divers types de canaux de plasma. Dans la pratique, le choix de ces paramètres dépendra des besoins spécifiques d'une application donnée : canaux plasma discontinus couvrant une grande distance ou un canal continu sur une longueur plus courte.

Nous avons également effectué des simulations numériques avec des pressions décroissantes avec l'altitude, afin de modéliser une propagation verticale. Dans ces simulations, p varie avec l'altitude selon le modèle simple isotherme (entre 0 et 11 km):

$$p = p_0 \times \exp\left\{-\frac{z - z_0}{z_p}\right\} \quad (6.2)$$

où $z_p \equiv RT/Mg \cong 8$ km. Comme l'échelle typique de filamentation qui a été calculée est d'environ 100 m, beaucoup plus petite que z_p , aucun changement crucial des filaments et des canaux de plasma n'a été obtenu en comparaison du cas d'une basse pression constante.

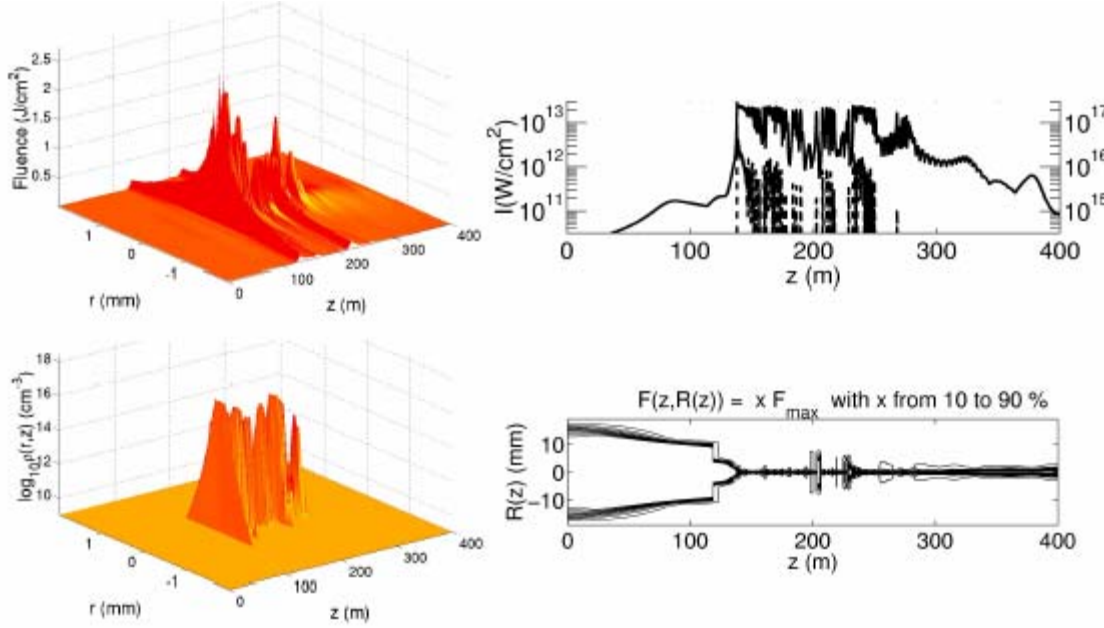


Figure 6.23 : Influence de la dérive de fréquence initiale sur le canal de plasma généré par une impulsion laser se propageant verticalement dans le gradient de pression atmosphérique. La pression initiale est $p_0 = 0.7$ atm (altitude $z = 3250$ m), la longueur d'onde centrale est $\lambda_0 = 800$ nm et le profil d'intensité initial est super-gaussien d'ordre $n = 10$ et de rayon $w_0 = 17$ mm. L'énergie initiale est $E_{in} = 200$ mJ et la durée de l'impulsion est $\tau = 1$ ps étirée à partir de 130 fs ($\Phi'' = 5 \times 10^4$ fs²).

Nous avons voulu ensuite analyser les effets combinés de la dérive de fréquence et de la pression à une altitude donnée pour une propagation verticale. Un exemple de propagation verticale dans un gradient de pression est donné dans la figure 6.23. L'impulsion initiale a une énergie de 200 mJ, et sa durée est de 1 ps avec une dérive de fréquence négative $\Phi'' = -5 \times 10^4$ fs². Le profil initial du faisceau en intensité est une super-gaussienne d'ordre $n = 10$ et de rayon $w_0 = 17$ mm. La pression atmosphérique initiale est 0.7 atm correspondant à une altitude de 3000 m environ. La fluence et la densité électronique calculées numériquement sont respectivement représentées dans les figures 6.23.a et 6.23.b en fonction de la distance de propagation. L'intensité et la densité électronique sur l'axe ($r = 0$) sont représentées dans la figure 6.23.c. Le foyer non linéaire est situé à environ 130 m de la source. Au-delà du foyer non linéaire, un plasma d'électrons libres est généré par ionisation

multiphotonique et interagit avec l'arrière de l'impulsion. L'effet Kerr est ainsi localement saturé et un filament autoguidé d'un diamètre d'environ $200\text{ }\mu\text{m}$ est formé (voir figure 6.23.d) et se propage sur une centaine de mètres environ. L'intensité maximum est de l'ordre de $2 \times 10^{13}\text{ W.cm}^{-2}$ et la densité électronique maximum de l'ordre de 10^{16} cm^{-3} . Le canal de plasma généré dans le sillage du filament apparaît discontinu ; sa longueur cumulée est de 46 m ($\rho \geq 10^{15}\text{ cm}^{-3}$). Néanmoins, malgré cette discontinuité, on peut noter la présence d'ionisation de 130 m à plus de 250 m de propagation. Ce résultat est en bon accord avec les résultats expérimentaux réalisés à 3250 m d'altitude. De plus, on remarque que l'intensité sur l'axe reste supérieure à 10^{12} W cm^{-2} sur plus de 200 m de propagation. A titre de comparaison, nous avons effectué les mêmes simulations avec une impulsion de même durée mais sans dérive de fréquence. L'impulsion initiale a donc une durée initiale de 1 ps avec $\Phi'' = 0\text{ fs}^2$ et une énergie de 200 mJ. Les résultats numériques sont représentés dans la figure 6.24. La comparaison des figures 6.23 et 6.24 prouve que la dérive de fréquence initiale n'a que très peu d'influence sur la propagation non linéaire de l'impulsion et la propagation autoguidée sous forme de filament. Les comportements numériques du régime filamenté sont similaires dans les deux cas.

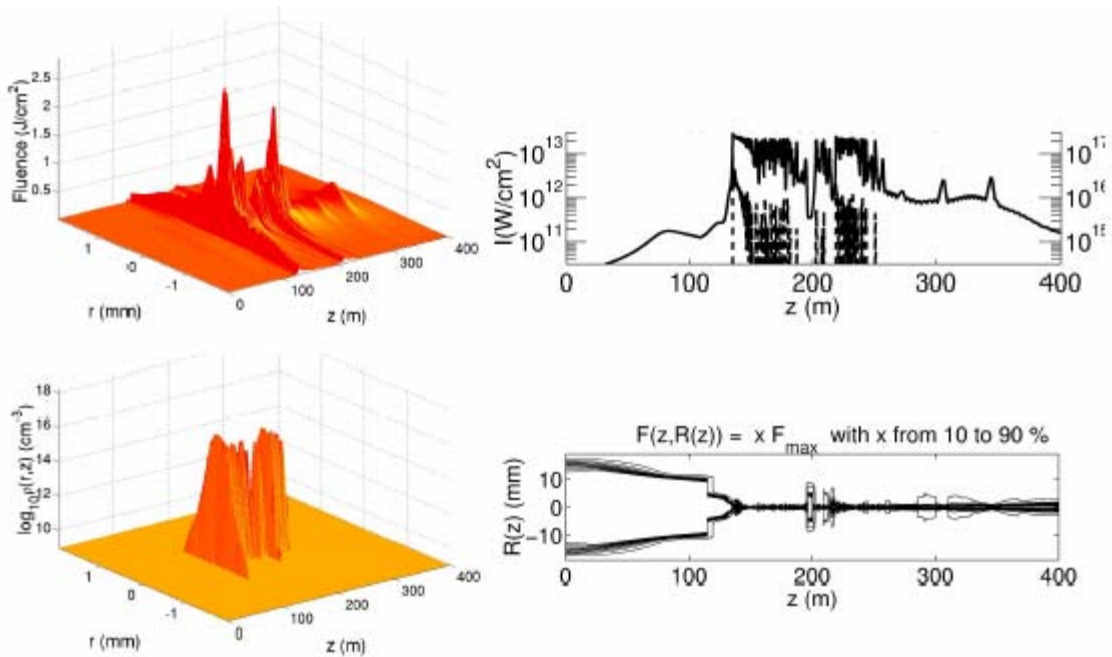


Figure 6.24 : Influence de la dérive de fréquence initiale sur le canal de plasma généré par une impulsion laser se propageant verticalement dans le gradient de pression atmosphérique. Les paramètres initiaux sont les mêmes que ceux de la figures précédentes à l'exception de la durée de l'impulsion qui est $\tau = 1\text{ ps}$ sans dérive de fréquence initiale.

Cependant, expérimentalement, la durée de l'impulsion est contrôlée en modifiant la dérive de fréquence initiale de l'impulsion laser. Une analyse théorique de la longueur de filamentation avec des impulsions à dérive de fréquence satisfaisant ces conditions a été faite dans la réf. [6.7]. Cette analyse prouve que la longueur de filamentation est augmentée pour de grandes dérives de fréquence négatives, si la longueur de compression (définie comme la distance nécessaire pour re-comprimer l'impulsion à dérive de fréquence grâce à la dispersion de vitesse de groupe) excède légèrement la distance d'auto-focalisation (définie par l'équation 6.2). Ce résultat est en accord avec les résultats expérimentaux de la référence [6.7] (voir aussi chapitre 4), et du paragraphe § 6.3.3 [6.36].

6.6 CONCLUSION DU CHAPITRE 6

En conclusion, nous avons étudié par des expériences et des simulations numériques l'influence de la pression sur la filamentation laser femtoseconde. Les simulations ont indiqué le rôle crucial de la forme de faisceau initial et de sa focalisation. La longueur de la colonne de plasma produite dans le sillage de l'impulsion varie avec la forme du faisceau initial et peut être augmentée de façon appréciable en utilisant des profils de faisceau à bords raides de type super gaussienne ou gaussienne tronquée. Les tendances générales montrent une légère augmentation de la longueur des canaux plasma à basse pression.

Les résultats montrent que la filamentation femtoseconde subsiste à basse pression ($1\text{atm} \geq p \geq 0.2\text{atm}$), correspondant à des altitudes allant jusqu'à ~ 11 km. La réduction de la pression modifie principalement la phase d'autofocalisation au cours de la propagation de l'impulsion ultra-brève. La longueur de la colonne d'air ionisé ne change pas significativement pour des pressions comprises entre 0.5 et 1 atm. Pour de plus basses pressions inférieures à 0.4 atm, la longueur est fortement réduite mais ceci est dû au fait que la puissance devient proche voire inférieure à la puissance critique. En effet, la constante n_2 relative à l'indice de réfraction non linéaire et à l'effet Kerr optique dépend de la densité du gaz, $n_2 \propto p$. Comme la puissance critique est inversement proportionnelle à la constante n_2 , P_{cr} est inversement proportionnelle à la pression. Ainsi, à mesure que la pression diminue, la puissance critique augmente et par conséquent le filament débute à des distances de plus en plus éloignées de la source laser pour des faisceaux collimatés et de plus en plus proche du foyer linéaire pour des faisceaux focalisés.

Nous avons mis en évidence que le processus de filamentation était possible dans d'autres gaz que l'air avec des indices non-linéaires différents comme l'azote et l'argon. Le comportement en fonction de la pression est quasi similaire à celui de l'air et reproduit en grande partie par les simulations numériques avec des conditions initiales proches de l'expérience.

De plus, nous avons montré que à énergie et durée d'impulsion identiques, la dérive de fréquence a une influence sur la longueur d'air ionisé par filamentation pour une pression donnée. Néanmoins, en étirant l'impulsion initiale on abaisse la puissance crête et par conséquent le début de la filamentation est retardé. Elle peut cependant être utilisée comme

paramètre de contrôle pour modifier la durée de l'impulsion et donc sa puissance initiale. Dans une étude précédente, nous avons montré que de grandes dérives de fréquence négatives permettent d'augmenter la longueur des colonnes de plasma produites par la propagation horizontale d'impulsions laser dans l'air à 1 atm. Nous avons présenté une caractérisation expérimentale de la filamentation lors d'une propagation horizontale sur plusieurs centaines de mètres à pression réduite (altitude $z = 3250$ m). Les résultats montrent que le processus filamentation est peu affecté par la réduction de pression et que son comportement est similaire à celui observé à pression atmosphérique standard. Finalement, des simulations de la filamentation verticale avec des pressions variables ont été faites dans les conditions des expériences usuelles consacrées au LIDAR ou à la protection contre la foudre, effectuées avec le laser Teramobile. Elles ont indiqué que la filamentation est possible sur plusieurs centaines de mètres et est accompagnée de canaux de plasma confirmant les expériences précédentes.

ANNEXE 6.A : PROPAGATION D'IMPULSIONS FOCALISEES EN FONCTION DE LA PRESSION ET
DE LA NATURE DU GAZ

Les figures ci-dessous représentent l'évolution de la conductivité de la colonne de gaz ionisé en fonction de la distance de propagation du filament et pour différentes pressions allant de 1 atm à 0.3 atm. Les deux types de gaz considérés sont respectivement l'azote et l'argon.

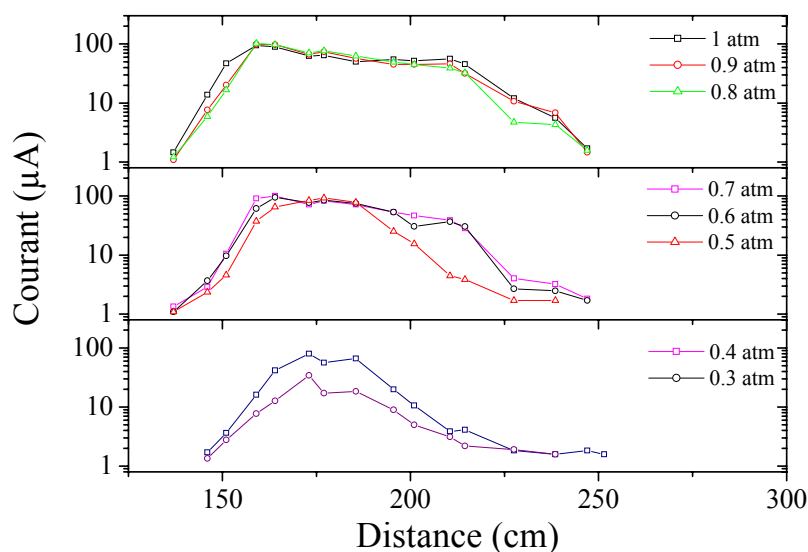


Figure 6.A.1 : Mesure de la conductivité de la colonne de plasma en fonction de la distance de propagation et pour différentes pressions d'azote : (a) 1-0.8 atm, (b) 0.7–0.5 atm, (c) 0.4-0.3 atm. L'énergie par impulsion était de 3.7 mJ.

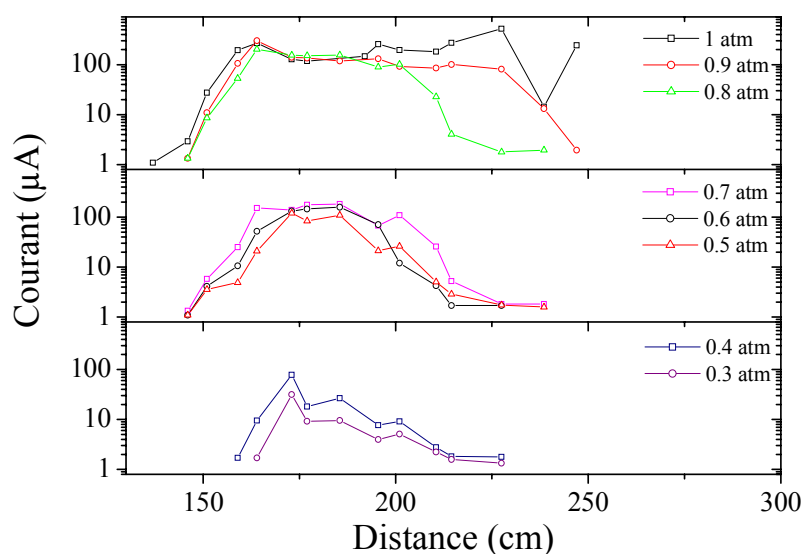


Figure 6.A.2 : Mesure de la conductivité de la colonne de plasma en fonction de la distance de propagation et pour différentes pressions d'argon : (a) 1-0.8 atm, (b) 0.7–0.5 atm, (c) 0.4-0.3 atm. L'énergie par impulsion était de 3.7 mJ.

REFERENCES

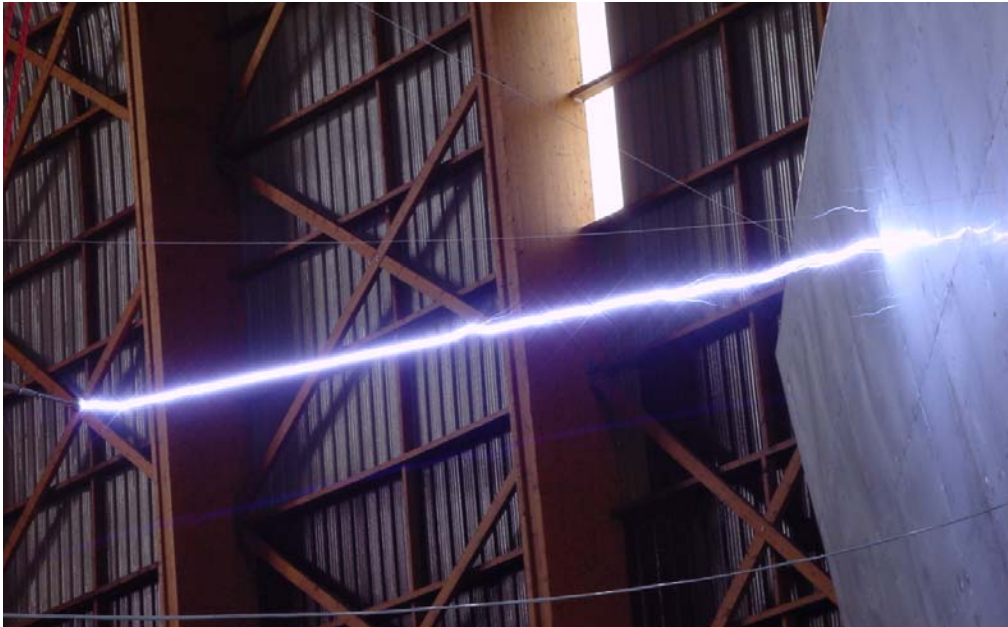
- [6.1] J. H. Marburger, *Self-focusing : theory*, Prog. Quant. Electr. **4**, pp.35-110, Pergamon Press, 1975.
- [6.2] A. Braun, G. Korn, X. Liu, D. Du, J. Squier, and G. Mourou, *Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air*, Optics Letters, **20**, 73-75 (1995).
- [6.3] A. Brodeur, C. Y. Chien, F. A. Ilkov, S. L. Chin, O. G. Kosareva, and V. P. Kandidov, *Moving focus in the propagation of ultrashort laser pulses in air*, Optics Letters, **22**, p. 304–306 (1997).
- [6.4] E.T.J. Nibbering, P.F. Curley, G. Grillon, B. S. Prade, M. A. Franco, F. Salin and A. Mysyrowicz, *Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air*, Optics Letters **21**, N°1, january 1996, p. 62-64.
- [6.5] M. Mlejnek, M. Kolesik, E. M. Wright, and J.V. Moloney, *Optically turbulent femtosecond light guide in air*, Phys. Rev. Lett. **83**, 2938 (1999).
- [6.6] La Fontaine, B., F. Vidal, Z. Jiang, C. Y. Chien, D. Comtois, A. Desparois, T. W. Johnson, J.-C. Kieffer et H. Pépin, *Filamentation of ultrashort pulse laser beams resulting from their propagation over long distances in air*, Phys. plasmas **6**, p. 1615 (1999).
- [6.7] G. Méchain, A. Couairon, Y.-B. André, C. D’Amico, M. Franco, B. Prade, S. Tzortzakis, A. Mysyrowicz, and R. Sauerbrey, *Long range self-channeling of infrared laser pulses in air: a new propagation regime without ionization*, Appl. Phys. B, **79**, p. 379–382 (2004).
- [6.8] M. Rodriguez, R. Bourayou, G. Méjean, J. Kasparian, J. Yu, E. Salmon, A. Scholz, B. Stecklum, J. Eislöffel, U. Laux, A. P. Hatzes, R. Sauerbrey, L. Wöste, and J.-P. Wolf, *Kilometric-range nonlinear propagation of femtosecond laser pulses*, Phys. Rev. E, **69**, 036607 (2004).
- [6.9] L. Wöste, C. Wedekind, H. Wille, P. Rairoux, B. Stein, S. Nikolov, C. Werner, S. Niedermeier, F. Ronneberger, H. Schillinger, and R. Sauerbrey, *Femtosecond atmospheric lamp*, Laser und Optoelektronik, **29**(5), p. 51–53 (1997).
- [6.10] V. P. Kandidov, I. S. Golubtsov, and O. G. Kosareva, *Supercontinuum sources in a high-power femtosecond laser pulse propagating in liquids and gases*, Quantum Electronics, **34**(4), 348–354 (2004).
- [6.11] J. Kasparian, R. Sauerbrey, D. Mondelain, S. Niedermeier, J. Yu, J.-P. Wolf, Y.-B. André, M. Franco, B. Prade, S. Tzortzakis, A. Mysyrowicz, M. Rodriguez, H.

- Wille, and L. Wöste, *Infrared extension of the supercontinuum generated by femtosecond terawatt laser pulses propagating in the atmosphere*, Opt. Lett., **25**(18), p. 1397–1399 (2000).
- [6.12] E. T. J. Nibbering, P. F. Curley, G. Grillon, B. S. Prade, M. A. Franco, F. Salin, and A. Mysyrowicz, *Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air*, Opt. Lett., **21**(1), p. 62–64 (1996).
- [6.13] P. Rairoux, H. Schillinger, S. Neirdeimer, M. Rodriguez, F. Ronneberger, R. Sauerbrey, B. Stein, D. Waite, C. Wedekind, H. Wille, L. Wöste, C. Zeiner, Appl. Phys. B **71**, 573 (2000).
- [6.14] J. Yu *et al.*, Opt. Lett. **26**, p. 533 (2001).
- [6.15] G. Méjean, J. Kasparian, J. Yu, S. Frey, E. Salmon and J.-P. Wolf, Appl. Phys. B **78**, p. 535 (2004).
- [6.16] D. Comtois, C. Y. Chien, A. Desparois, F. Génin, G. Jarry, T. W. Johnston, J.-C. Kieffer, B. La Fontaine, F. Martin, R. Mawassi, H. Pépin, F. A. M. Rizk, F. Vidal, P. Couture, H. P. Mercure, C. Potvin, A. Bondiou-Clergerie, and I. Gallimberti, *Triggering and guiding leader discharges using a plasma channel created by an ultrashort laser pulse*, J. Appl. Phys., **76**(7), p. 819–821 (2000).
- [6.17] B. La Fontaine, D. Comtois, C. Y. Chien, A. Desparois, F. Génin, G. Jarry, T. W. Johnston, J.-C. Kieffer, F. Martin, R. Mawassi, H. Pépin, F. A. M. Risk, F. Vidal, C. Potvin, P. Couture, and H. P. Mercure, *Guiding large-scale spark discharges with ultrashort pulse laser filaments*, J. Appl. Phys. **88**(2), p. 610–615 (2000).
- [6.18] N. Khan, N. Mariun, I. Aris, and J. Yeak, *Laser-triggered lightning discharge*, New Journal of Physics **4**(61), p. 1–20 (2002).
- [6.19] P. Rambo, J. Schwarz, and J.-C. Diels, *High-voltage electrical discharges induced by an ultrashort-pulse UV laser system*, J. Opt. A **3**, p. 146–158 (2001).
- [6.20] M. Rodriguez, R. Sauerbrey, H. Wille, L. Wöste, T. Fujii, Y.-B. André, A. Mysyrowicz, L. Klingbeil, K. Rethmeier, W. Kalkner, J. Kasparian, E. Salmon, J. Yu, and J.-P. Wolf, *Megavolt discharges triggered and guided with laser filaments*, Opt. Lett. **27**, p. 772–774 (2002).
- [6.21] S. Tzortzakis, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, S. Hller, and P. Mora, *Femtosecond laser-guided electric discharge in air*, Phys. Rev. E **64**, 057401 (2001).
- [6.22] A. Couairon, G. Méchain, S. Tzortzakis, M. Franco, B. Lamouroux, B. Prade, and A. Mysyrowicz, *Propagation of twin laser pulses in air and concatenation of*

-
- plasma strings produced by femtosecond infrared filaments*, Optics Commun. **225**, p. 177–192 (2003).
- [6.23] A. Couairon, S. Tzortzakis, L. Bergé, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz, *Infrared light filaments: simulations and experiments*, J. Opt. Soc. Am. B **19**(13), p. 1117–1131 (2002).
- [6.24] M. Mlejnek, E. M. Wright, and J. V. Moloney, *Dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air*, Opt. Lett. **23**(5), p. 382–384 (1998).
- [6.25] S. Tzortzakis, L. Bergé, A. Couairon, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz, *Break-up and fusion of self-guided femtosecond light pulses in air*, Phys. Rev. Lett. **86**, p. 5470–5473 (2001).
- [6.26] S. Tzortzakis, M. Franco, Y.-B. André, A. Chiron, B. Lamouroux, B. S. Prade and A. Mysyrowicz, *Formation of a conducting channel in air by self-guided femtosecond laser pulses*, Physical Review E **60**, R3505-R3507 (1999).
- [6.27] S. Tzortzakis, G. Méchain, G.-B. Patalano, Y.-B. André, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, J.-M. Munier, M. Gheudin, G. Beaudin, P. Encrenaz, *Coherent sub-THz radiation from Femtosecond infrared filaments in air*, Opt. Lett. **27**, 1944 (2002).
- [6.28] C. P. Hauri, W. Kornelis, F. W. Helbing, A. Couairon, A. Mysyrowicz, J. Biegert, U. Keller, *Generation of intense, carrier-envelope phase-locked few-cycle laser pulses through filamentation*, Appl. Phys. B **79**, p. 673 (2004).
- [6.29] E.T.J. Nibbering, G. Grillon, M. A. Franco, B. S. Prade, and A. Mysyrowicz, *Determination of inertial contribution to nonlinear refractive index of air, N₂, and O₂ by use of unfocused high intensity femtosecond laser pulses*, J. Opt. Soc. Am. B **14**, n° 3 (1997).
- [6.30] M. Mlejnek, E. M. Wright, and J. V. Moloney, *Femtosecond pulse propagation in argon: a pressure dependence study*, Phys. Rev. E **48**, n°4 (1998).
- [6.31] L.V. Keldysh, ZhETF **47** (1964) 1945, Sov. Phys. JETP **20** (1965) 1307.
- [6.32] K. Mishima, M. Hayashi, J. Yi, S. H. Lin, H. L. Selzle, and E. W. Schlag, *Generalization of Keldysh's theory*, Phys. Rev. A, vol. **66**, 033401 (2002).
- [6.33] F. A. Ilkov, J. E. Decker, S. L. Chin, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **25**, p. 4005-4020 (1972).
- [6.34] A. Becker, N. Aközbek, K. Vijayalakshmi, E. Oral, C.M. Bowden, S.L. Chin, Appl. Phys. B **73**, 287 (2001).

- [6.35] N. Kortsalioudakis, M. Tatarakis, N. Vakakis, S.D. Moustafizis, S. Tzortzakis, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, N. Papadogiannis, A. Couairon, Appl. Phys. B **80**, 211 (2005).
- [6.36] G. Méchain, T. Olivier, M. Franco, A. Couairon, B. Prade, A. Mysyrowicz, *Femtosecond filamentation in air at low pressure, part II: laboratory experiments*, soumis à Optics Communications.
- [6.37] P. Chylek, M.A. Jarzembski, V. Srivastava, R.G. Pinnick, Appl. Opt. **29**, 2303 (1990).
- [6.38] P. Sprangle, J.R. Peñano, B. Hafizi, Phys. Rev. E **66**, 046418 (2002)
- [6.39] H. Wille, M. Rodriguez, J. Kasparian, D. Mondelain, J. Yu, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, J.-P. Wolf, L. Wöste, Eur. Phys. J AP **20**, 183 (2002).
- [6.40] E.R. Peck, J.D. Fischer, J. Opt. Soc. Am. **54**, 1362 (1964)
- [6.41] G. Méjean, J. Kasparian, J. Yu, E. Salmon, S. Frey, J.-P. Wolf, S. Skupin, A. Vinçotte, R. Nuter, S. Champeaux, L. Bergé, soumis à Phys. Rev. E.

CHAPITRE 7 :
DECLenchement ET GUIDAGE DE DECHARGES HAUTE TENSION.
APPLICATION AU CONTROLE DE LA FOUDRE
PAR FILAMENTATION LASER



7. DECLENCHEMENT ET GUIDAGE DE DECHARGES HAUTES TENSIONS APPLICATION AU CONTROLE DE LA FOUDRE PAR FILAMENTATION LASER

7.1 INTRODUCTION

Le système le plus connu pour déclencher la foudre, outre le paratonnerre, est le lancement d'une fusée à partir du sol vers le nuage orageux, l'engin étant relié au sol par un fil métallique. Le principe est semblable à un paratonnerre écoulant le courant de décharge du fil conducteur au sol. La difficulté consiste à savoir à quel moment effectuer le tir ; en effet un tir trop tardif se verrait devancer par un coup de foudre déclenché naturellement alors qu'un tir trop précoce se ferait dans un champ électrique encore trop peu intense. Généralement, le taux de réussite est de l'ordre de 60 % [7.1, 7.2]. L'inconvénient d'une telle méthode si l'on souhaite décharger un nuage et non déclencher quelques éclairs pour les étudier est le taux de répétition. Les lasers pourraient-ils être alors la solution alternative pour canaliser l'énergie électrique d'un nuage orageux ? Le développement d'un paratonnerre laser permettrait de protéger des installations sensibles telles que des installations électriques ou des aéroports des dégâts directs ou indirects causés par la foudre, en particulier les perturbations électromagnétiques. Cette technique permettrait également de fournir sur demande des éclairs pour des études géophysiques.

Les premières tentatives de contrôle de décharges sur de longues distances ont été effectuées en focalisant des lasers CO₂ nanosecondes [7.3, 7.4]. Des résultats encourageants ont été obtenus dans des conditions réelles par un groupe japonais qui ont réussi à déclencher la foudre avec de tels lasers. Néanmoins, l'utilisation des lasers nanosecondes a d'importantes limitations. En effet, de telles impulsions laser ionisent l'air en formant une ligne discontinue de plasma de forte densité et opaques à la longueur d'onde du laser. De plus, il est nécessaire de focaliser une impulsion de 100 Joules pour former une série de trois points focaux sur une distance de seulement six mètres. Après de nombreuses expériences en laboratoire et en extérieur, les scientifiques en ont conclu que cette méthode n'était pas efficiente pour le contrôle de la foudre.

Plus récemment, de nouvelles perspectives ont été ouvertes avec l'avènement des lasers femtosecondes de puissances élevées dans l'infrarouge ou l'ultra-violet, qui produisent dans l'atmosphère des canaux de plasma peu denses ($n_e \sim 10^{16} \text{ e}^- \cdot \text{cm}^{-3}$), continus et non absorbants

à la longueur d'onde du laser. En effet, la densité électronique des canaux de plasma est de plusieurs ordres de grandeurs plus élevée que la densité requise pour initier une décharge dans l'atmosphère ($N_{\text{init}} \approx 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ [7.5]) et, contrairement au cas précédent, une densité de charge uniforme selon l'axe de propagation est formée. La première approche proposée par X. M. Zhao et al. [7.5] utilise un laser femtoseconde ultraviolet de faible énergie et le focalise de manière à créer un canal de plasma continu entre deux électrodes. Néanmoins, cette technique n'a été démontrée que sur de petites distances de quelques centimètres. La seconde approche proposée par D. Comtois et al. [7.6] consiste à étudier comment un canal de plasma formé en focalisant fortement un laser intense et émettant des impulsions sub-picosecondes à 800 nm peut déclencher et guider une décharge haute tension sur 2.8 mètres. La décharge induite suit alors les porteurs de charge injectés par le laser. Les auteurs ont montré que la présence du plasma permet de réduire la tension de déclenchement de 50 % et de guider la décharge sur 2.3 m. La vitesse du leader est alors 10 fois plus importante que dans une décharge naturelle, soit 10^4 m s^{-1} . Malgré le fait que la longueur du canal de plasma puisse être augmentée jusqu'à 2 m en utilisant une lentille à foyer multiple [7.7], cette technique reste difficilement applicable pour des expériences atmosphériques sur plusieurs centaines de mètres. Au côté de cette approche, l'utilisation de longs filaments ionisés a été proposée pour induire un contact ohmique entre les électrodes et afin de déclencher et guider des décharges haute tension [7.8, 7.9]. Nous avons vu précédemment dans le chapitre 4 qu'il est possible d'optimiser la distance sur laquelle l'ionisation est présente et sa localisation dans l'espace. Cette distance peut atteindre 300 m en propageant une impulsion convenablement chirpée négativement [7.10].

Les premières démonstrations expérimentales de déclenchement et de guidage de décharge par les filaments ont été réalisées en laboratoire sur des faibles distances de quelques centimètres [7.8] puis sur des distances pouvant atteindre 3 mètres [7.9]. Ces expériences ont permis de mettre en évidence un nouveau mécanisme de décharges électriques induites par laser dans l'air. Les canaux de plasma générés par filamentation femtoseconde ne peuvent pas déclencher par eux-mêmes une décharge auto-entretenu entre deux électrodes chargées du fait de leur faible densité électronique et de leur courte durée de vie ($< 1 \text{ ns}$). D'autre part, la circulation de courant pendant la brève phase de conduction par les canaux de plasma induit un chauffage Joule suivi d'une expansion hydrodynamique radiale de la colonne d'air chauffée. Il se forme alors une dépression rectiligne favorisant un chemin linéaire pour la décharge. Ce mécanisme de pont ohmique rectiligne permet ainsi

d'abaisser de 32 % la tension nécessaire pour produire des décharges lorsque les filaments sont produits entre les électrodes et d'augmenter significativement la vitesse de progression de la décharge à $v_g = 1.0 \pm 0.2 \times 10^6 \text{ m s}^{-1}$ [7.9]. Néanmoins, une étude plus détaillée est nécessaire pour comprendre les mécanismes de progression de la décharge en présence du laser. Dans ce chapitre, nous décrirons comment les processus de développement d'une décharge négative interagissent en présence du laser lors du processus de déclenchement et de guidage. Nous étudierons l'effet du laser sur la propagation du leader pour des distances entre les électrodes variant entre 2.3 et 4.5 mètres. De plus, si l'on souhaite se rapprocher des conditions réelles de déclenchement de la foudre sous un orage, les nuages comme la pluie constituent un obstacle à la propagation du laser. Dans ce but, nous avons étudié le déclenchement de décharges électriques sous la pluie sur des distances de 1.2 mètre.

7.2 DECLENCHEMENT ET GUIDAGE DE DECHARGES DE HAUTE TENSION DE POLARITE

NEGATIVE

7.2.1 Introduction

Le but de cette partie est de montrer qu'il est possible de guider et de déclencher des décharges haute tension en induisant un contact ohmique rectiligne entre les électrodes à l'aide de canaux de plasma générés par filamentation d'impulsions laser femtosecondes de puissances élevées. Nous étudierons l'influence du retard entre l'impulsion laser et l'échelon de tension appliqué entre les électrodes. Nous évaluerons à l'aide d'images enregistrées avec une caméra rapide l'influence des canaux de plasma sur la formation et la propagation du traceur négatif ainsi que sur les processus de guidage et de déclenchement de la décharge négative.

7.2.2 Montage expérimental

Les expériences ont été effectuées à l'aide du laser Teramobile décrit précédemment dans le chapitre 3 (voir § 3.2), au CEAT de Toulouse. Une configuration d'électrodes boule-plan a été adoptée. La première électrode sphérique est reliée à la haute-tension et a pour diamètre 8 cm. La grande électrode plane est reliée à la masse ; elle a pour dimensions 4,5 m par 10 m et est équipée de lentilles anti-corona. Elle est inclinée à 10 ou 12 degrés. L'inclinaison a été rendue réglable par un jeu de tendeurs, ce qui a permis de la disposer perpendiculairement au faisceau laser. La distance inter-électrode est ajustable, le réglage de la position se faisant par un jeu de drisses et de poulies reliées à l'électrode haute tension. Trois distances ont été étudiées : 2,30 m, 3,40 m et 4,50 m.

Le laser Teramobile a été placé à 28 m de l'électrode de masse. Le faisceau est focalisé 50 cm avant l'électrode sphérique, afin d'avoir des filaments présents entre les deux électrodes. Le dispositif expérimental est représenté dans la figure 7.1. De plus, le faisceau est réglé à l'aide du miroir de sortie de manière à frôler la première électrode et avoir une meilleure conduction avec les canaux de plasma générés par le laser et une meilleure efficacité de guidage.

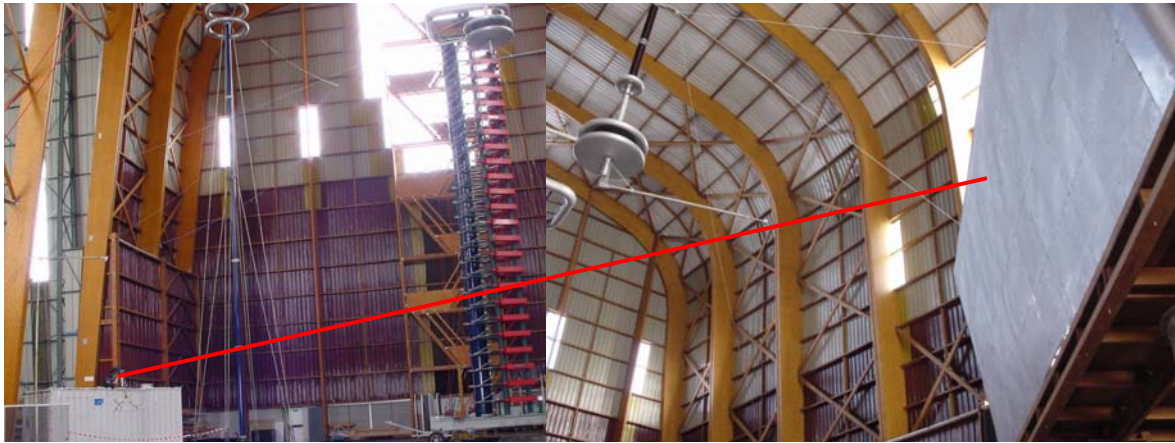
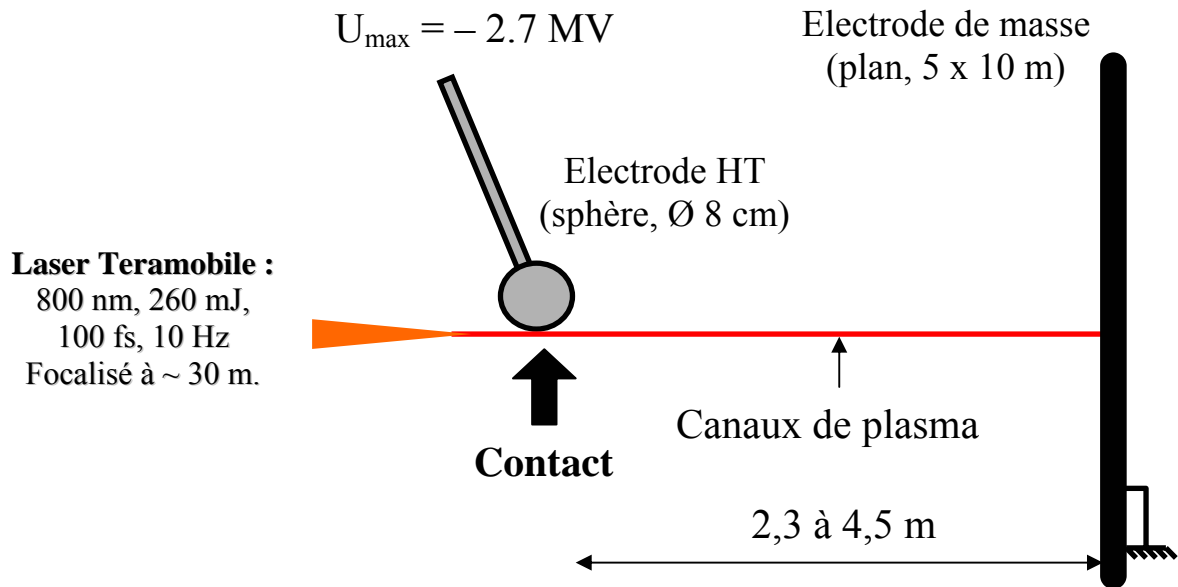


Figure 7.1 : Montage expérimental.

Le générateur Haute Tension utilisé pour générer l'onde de tension est un générateur de Marx à 25 étages. Les condensateurs sont chargés en parallèle et sont déchargés en série par un éclateur, permettant ainsi à partir d'une alimentation continue de 200 kV d'obtenir des ondes de 5 MV d'amplitude (25 fois 200 kV). Les caractéristiques temporelles de l'onde sont fonction des résistances installées en parallèle et en série à chaque étage. L'onde de tension délivrée lors de cette campagne a un temps de montée de 1.2 μs et un demi-temps de décroissance de 50 μs . La tension et le courant pour chaque décharge sont respectivement mesurés à l'aide d'un diviseur et d'une sonde ampérométrique de type bobine de Rogowsky (voir figure 7.2). Ce générateur peut délivrer des ondes positives ou des ondes négatives. Habituellement, il fonctionne en mode manuel. Les 25 étages du générateur de Marx sont simultanément chargés à la tension requise et quand la tension de charge est atteinte, la

décharge est commandée manuellement par action sur un bouton poussoir. Aucune synchronisation n'est possible dans ce mode de fonctionnement.

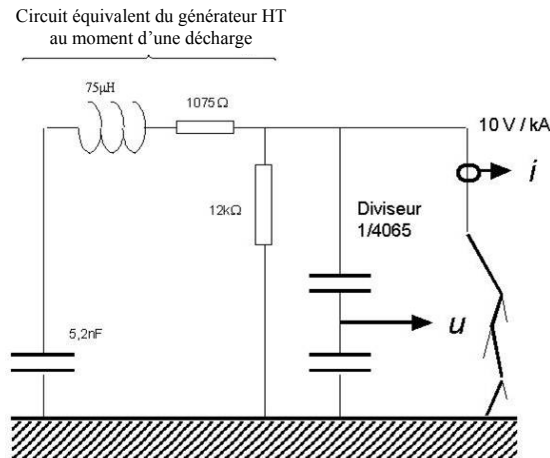


Figure 7.2 : Schéma électrique équivalent du générateur haute tension de Marx utilisé au cours des expériences.

7.2.3 Synchronisation laser onde de tension

Le laser, lorsqu'il est en fonctionnement, émet de façon continue des impulsions de 100 fs de durée à la fréquence de 10 Hz. L'influence du laser sur l'onde haute tension dépend étroitement de l'ajustement spatial du faisceau laser par rapport à l'électrode sphérique et de l'instant d'arrivée de l'impulsion laser par rapport à l'onde de haute tension.

Pour synchroniser le laser et le générateur il a fallu mettre au point un mode de déclenchement du générateur haute tension. Comme l'instant d'arrivée du laser était fixe, il a été décidé d'agir sur l'instant d'arrivée de l'onde haute tension. A partir d'un signal TTL généré par le Teramobile (10 Hz), et arrivant 181.3 μs avant le laser, un signal a été créé de manière à synchroniser l'onde haute tension et l'impulsion laser. Le schéma fonctionnel et l'enchaînement des différents signaux sont représentés dans la figure 7.3.

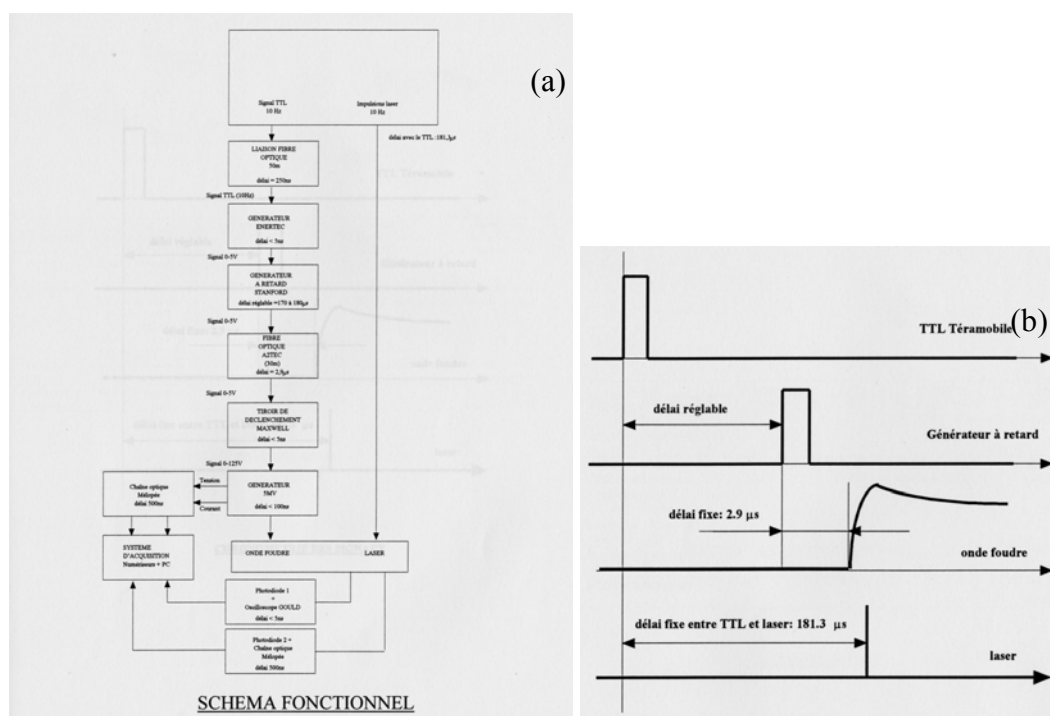


Figure 7.3 : (a) Schéma fonctionnel et (b) enchainement des différents signaux.

7.2.4 Caractérisation du faisceau de canaux de plasma généré

Nous avons tout d'abord voulu caractériser le faisceau de canaux de plasma généré par filamentation femtoseconde. Nous avons déjà vu dans le chapitre 3 qu'il était possible de calculer la densité électronique ainsi que la résistivité d'un canal de plasma à partir de sa densité de courant surfacique mesurée. Ainsi, connaissant la résistivité de l'air pour une densité de courant surfacique $i = 3 \times 10^{-14} \text{ A cm}^{-2}$ [7.11], nous pouvons estimer pour un filament ayant un diamètre d'environ $40 \text{ }\mu\text{m}$ que la densité de courant vaut 800 A cm^{-2} et donc la résistivité du plasma $1.2 \text{ }\Omega \text{ cm}$. On en déduit alors que la densité électronique vaut environ $2.7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ [7.11].

Pour les expériences effectuées au CEAT de Toulouse, le laser est focalisé à environ 30 m. Nous avons reporté la courbe de conductivité électrique en fonction de la distance de propagation avec les différents impacts laser réalisés correspondant aux points de mesure (voir figure 7.4). Les électrodes percées d'un orifice circulaire sont espacées de 3.5 cm et sont placées sur le chemin du faisceau. Une différence de potentiel de 2 kV est appliquée entre les deux électrodes. On mesure le courant transitoire circulant dans une résistance de 8.2 k Ω . On remarque que les canaux de plasma générés par le laser sont présents sur plus de

10 m de propagation. Considérons le point de mesure à 32 m. Afin de calculer le nombre de filaments présents dans le faisceau et la résistivité correspondante, nous avons mesuré le courant au travers d'une résistance de charge de 250Ω et pour un champ électrique par unité de longueur entre les deux électrodes de 285 V cm^{-1} . Le courant mesuré vaut 700 mA. D'après L.B. Loeb [7.12], pour un champ appliqué dans l'air valant 100 V cm^{-1} , une densité surfacique de courant de $3 \times 10^{-9} \text{ A cm}^{-2}$ correspond à une densité électronique de 10^5 cm^{-3} . Par conséquent, en interpolant le champ appliqué pour le ramener à 100 V cm^{-1} , on obtient un courant de 245 mA. Or, le courant correspondant à un filament dans les mêmes conditions expérimentales vaut 10 mA. Nous pouvons donc en conclure que le faisceau contient 24 filaments avec une densité de courant surfacique de 817 A cm^{-2} , une densité électronique de $2.7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et une résistivité de $1.2 \Omega \text{ cm}$. Le fait d'avoir un nombre important de filaments entre les électrodes permet d'augmenter la conductance, donc les contacts ohmiques. Une étude en fonction de la puissance laser, et par conséquent du nombre de filaments sera présentée dans le paragraphe § 7.3. Cette étude mettra en évidence que l'efficacité de déclenchement de la décharge augmente avec le nombre de filaments.

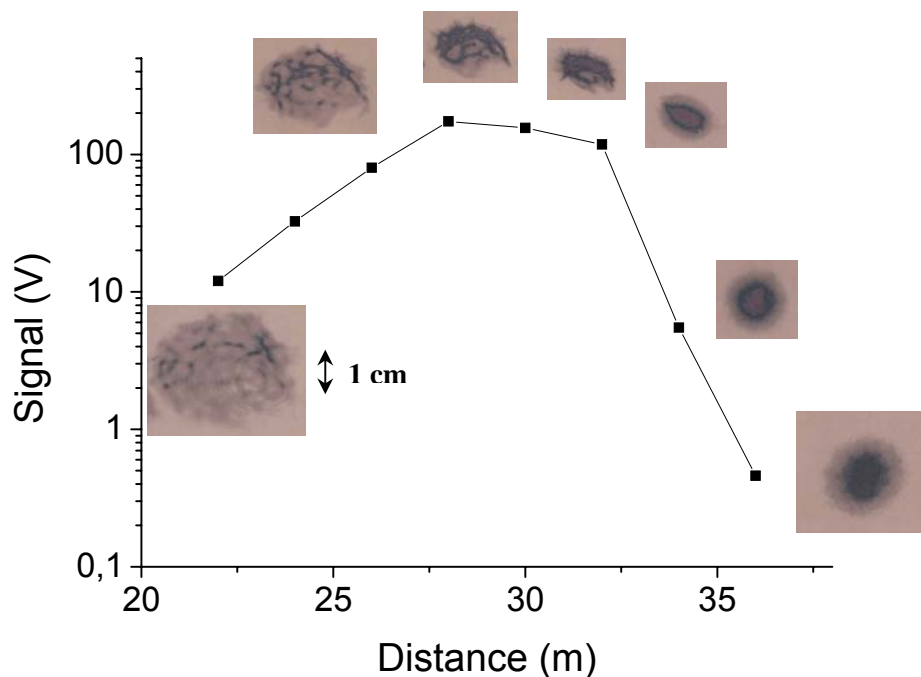


Figure 7.4 : Mesure de la conductivité électrique le long de l'axe de propagation du laser.

7.2.5 Etude de l'influence de canaux de plasma sur une décharge négative de 2.3 m de long

Nous nous sommes tout d'abord intéressés à l'influence des canaux de plasma générés par filamentation femtoseconde sur la décharge dans une configuration où cette dernière est naturellement spontanée sans la présence du laser. Plus particulièrement, nous avons étudié l'influence du délai entre l'impulsion laser et l'onde haute-tension. Le délai du laser est fixe, nous avons fait varier le délai de l'onde de tension. La tension maximum appliquée entre les électrodes est $U_A = -1.9$ MV pour une distance inter-électrode $d = 2.3$ m. Dans cette configuration la tension est assez élevée pour que la probabilité de décharge spontanée soit de 1. La figure 7.5 représente l'évolution de la forme de la décharge et de la tension en fonction du temps pour différents délais entre l'impulsion haute tension et le laser compris entre -0.3 μ s et 1.2 μ s. Le délai $\delta = 0$ représente l'amorçage en tension. On observe qu'à mesure que le délai augmente, d'une part la section droite guidée par les filaments augmente jusqu'à ce que la longueur guidée soit totale (voir figure 7.5.g) et d'autre part la largeur à mi-hauteur de la courbe en tension diminue (voir figure 7.5.h). Le guidage total de la décharge par les canaux de plasma implique alors que la tension de claquage est plus faible et vaut $U_c = -1.685$ MV \pm 75 kV, soit 88.7 % de la tension maximum U_A .

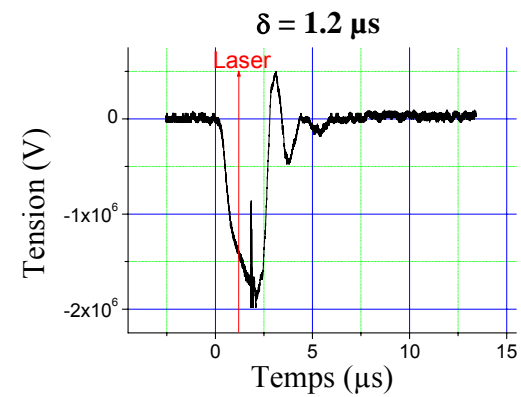
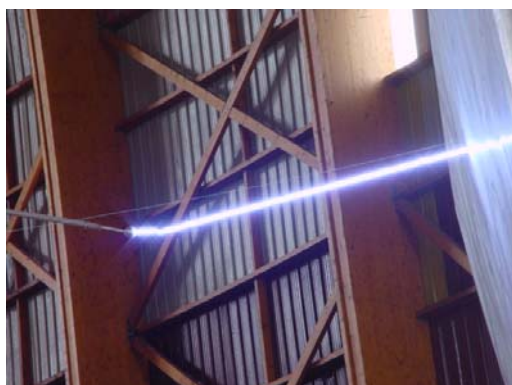
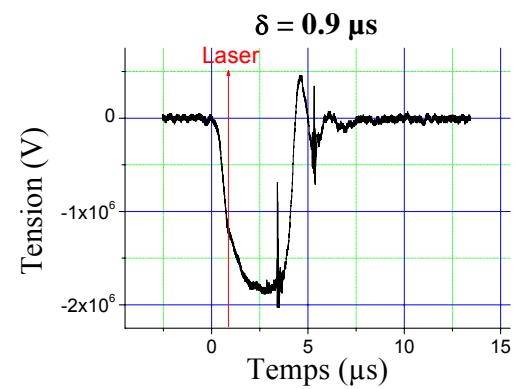
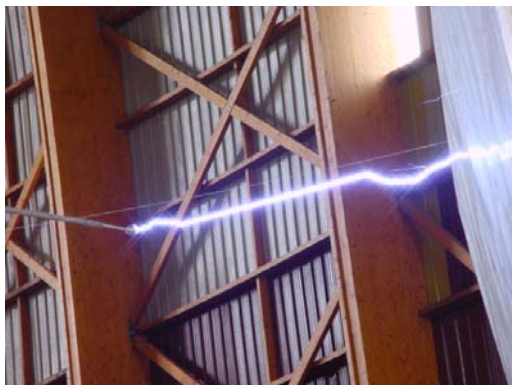
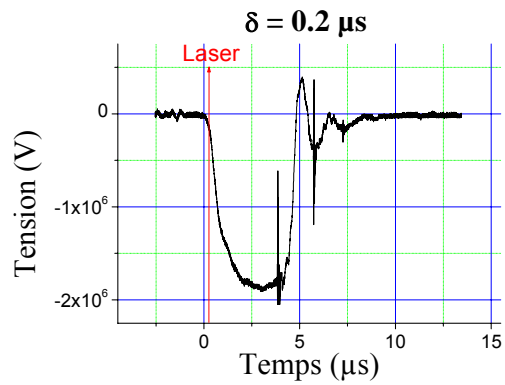
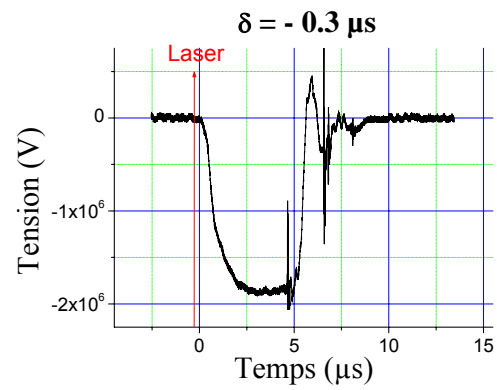


Figure 7.5 : Evolution de la décharge et de l'onde tension en fonction du délai laser. La tension appliquée est de - 1.9 MV et la distance entre les électrodes est de 2.26 m.

La figure 7.6 représente le champ électrique moyen au moment du passage du laser (tension de chauffage U_L) en fonction du maximum du pourcentage de la longueur guidée. Chaque tension de chauffage correspond à un retard laser. On remarque que comme précédemment lorsque le retard laser augmente on augmente la tension correspondant au passage du laser et la longueur de la décharge guidée. Comme nous l'avons vu précédemment, le délai optimum pour avoir une décharge entièrement guidée est de $1.2 \mu\text{s}$, ce qui correspond à une tension de chauffage $U_L = -1.32 \text{ MV}$ (69.6 % de la tension max), soit 5.93 kV.cm^{-1} . Pour des tensions de chauffage plus élevées, la longueur maximum guidée reste toujours supérieure à 60 % de la distance inter-électrode.

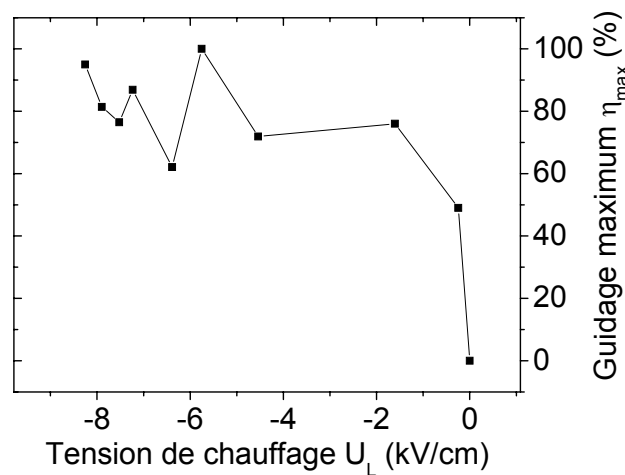


Figure 7.6 : Evolution du maximum du taux de guidage η_{\max} (rapport de la longueur de la section de décharge guidée sur la distance entre les électrodes) en fonction de la tension de « chauffage » par unité de longueur (tension appliquée aux canaux de plasma au moment où le laser passe). La distance entre les électrodes est $D = 2.26 \text{ m}$ et la tension maximum appliquée est $U_A = -1.9 \text{ MV}$.

Afin d'avoir une meilleure compréhension du phénomène et de l'influence du délai laser, nous avons tracé l'intervalle de temps entre le laser et la décharge $\Delta\tau$ (délai entre l'impulsion laser et le maximum de courant) en fonction du pourcentage de longueur de décharge guidée (rapport de la longueur de la section droite de la décharge sur la longueur entre les deux électrodes) pour différents délais laser (voir figure 7.7.b). La figure 7.7.a représente l'évolution de la tension en fonction du délai laser, pour une tension maximum de -1.9 MV . On remarque tout d'abord que pour des délais négatifs, c'est-à-dire lorsque l'impulsion laser arrive avant l'onde haute tension, aucune décharge guidée n'est observée. En revanche, pour des délais positifs des décharges guidées sont observées. Les canaux de plasma interagissent avec l'onde haute tension et à mesure que le délai laser augmente, le nombre de décharges guidées augmente ainsi que la longueur de la section guidée. Les décharges guidées sont

observées sur un intervalle de 3 μs et le maximum de décharges guidées (voir figure 7.7.c) ainsi que le guidage total de la décharge sont obtenus pour un délai spécifique $\delta = 1.2 \mu\text{s}$. Enfin, on remarque que quel que soit le délai laser δ , plus le guidage de la décharge est important plus le délai entre le laser et la décharge diminue, pour atteindre 1–1.5 μs environ.

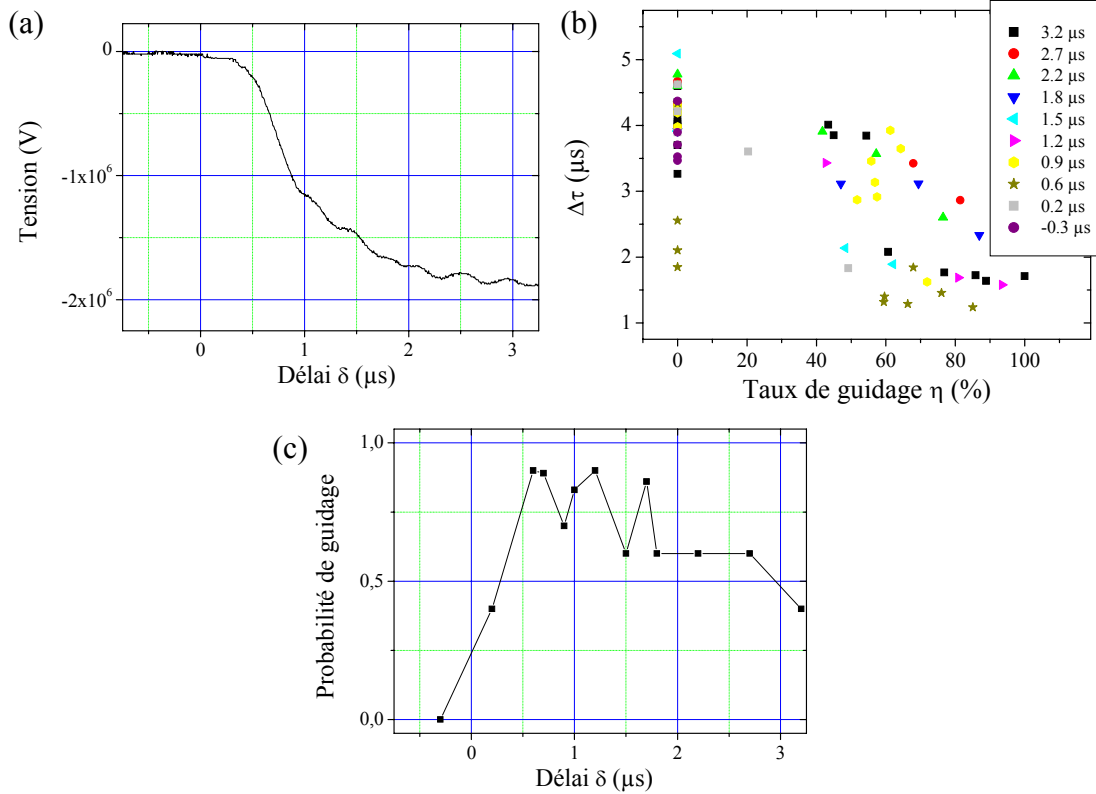
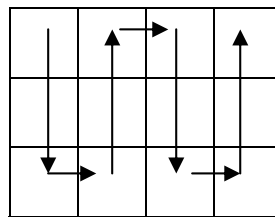


Figure 7.7 : (a) Evolution de la tension en fonction du délai. (a) Evolution de $\Delta\tau$ (délai Mise sous tension - Décharge) en fonction du guidage de la décharge pour différents délais laser δ , et une tension appliquée de -1.9 MV. (c) Pourcentage de décharges guidées en fonction du délai entre le laser et l'échelon de tension pour une distance de 2.3 m entre les électrodes. Pour chaque délai, nous avons décompté le nombre de décharges guidées sur 10 tirs et représenté le rapport du nombre de décharges guidées sur le nombre de décharges spontanées.

Au vu de ces résultats nous nous sommes intéressés au cas particulier où le délai laser vaut $\delta = 1.2 \mu\text{s}$. Les conditions expérimentales sont identiques à celles présentées précédemment. La figure 7.8 représente l'évolution du délai $\Delta\tau$ en fonction du pourcentage de longueur guidée. On remarque tout d'abord que même si les conditions expérimentales, distances inter-électrodes, tensions appliquées et délais laser sont fixes, il existe une dispersion entre les résultats. Toutes les décharges ne sont pas entièrement guidées. Ceci est dû d'une part au fait que la tension appliquée est assez élevée pour qu'une décharge spontanée ait lieu, il y a donc compétition entre l'effet apporté par les canaux de plasma et la décharge naturelle et d'autre part, au contact ohmique entre les canaux de plasma et

l'électrode haute tension qui n'était pas strictement identique d'un tir à l'autre car l'électrode boule avait un léger mouvement de balancier. Néanmoins, plus de 71 % des décharges ont été guidées par les filaments, 68 % des décharges guidées sont guidées sur plus de 50 % de la distance inter-électrode. De plus, le délai entre le laser et la décharge vaut $\Delta\tau_{NG} = 3.64 \pm 0.64 \mu s$ lorsque la décharge n'est pas guidée, c'est-à-dire lorsque les canaux de plasma n'ont aucune influence sur la décharge et ce délai vaut $\Delta\tau_G = 1.09 \pm 0.05 \mu s$ lorsque la décharge est entièrement guidée. La présence des canaux de plasma permet non seulement de guider la décharge sur toute sa longueur, mais aussi de diminuer le délai entre le laser et la décharge de $2.5 \mu s$ et de réduire considérablement les fluctuations (« jitter »). Cette réduction du délai entre le laser et la décharge a aussi été mise en évidence par des photographies effectuées à l'aide d'une caméra rapide de type ULTRANAC. Il s'agit d'une série de 12 ou 24 clichés successifs, chaque pause durant 50 ns et chaque intervalle 40 ns. Le délai avant déclenchement (« pré-trig ») dure typiquement $3.5 \mu s$. Ces clichés permettent de donner un aperçu de l'évolution de la décharge ainsi qu'une information supplémentaire sur l'instant où elle a lieu. Les 12 clichés se lisent ainsi :



La figure 7.9 représente deux séries de 12 clichés effectuées à l'aide de la caméra rapide pour respectivement une décharge non guidée (voir figure 7.9.a) et une décharge partiellement guidée à 85 % (voir figure 7.9.b). On remarque que dans le cas d'une décharge presque entièrement guidée par les canaux de plasma, la décharge a lieu plus tôt que dans le cas d'une décharge non guidée, confirmant les résultats précédents. Malgré le fait que la fenêtre temporelle des clichés n'est pas suffisamment étendue, nous pouvons estimer que le délai entre les deux décharges est au moins de $1.08 \mu s$. En effet, d'après l'analyse effectuée sur les courbes de courant en fonction du temps, dans ce cas précis la décharge partiellement guidée a lieu $1.32 \mu s$ avant la décharge non guidée. Les clichés effectués avec la caméra rapide nous donnent donc une bonne approximation sur l'instant où la décharge a lieu. Ils nous permettent aussi d'observer l'évolution temporelle de la formation de la décharge.

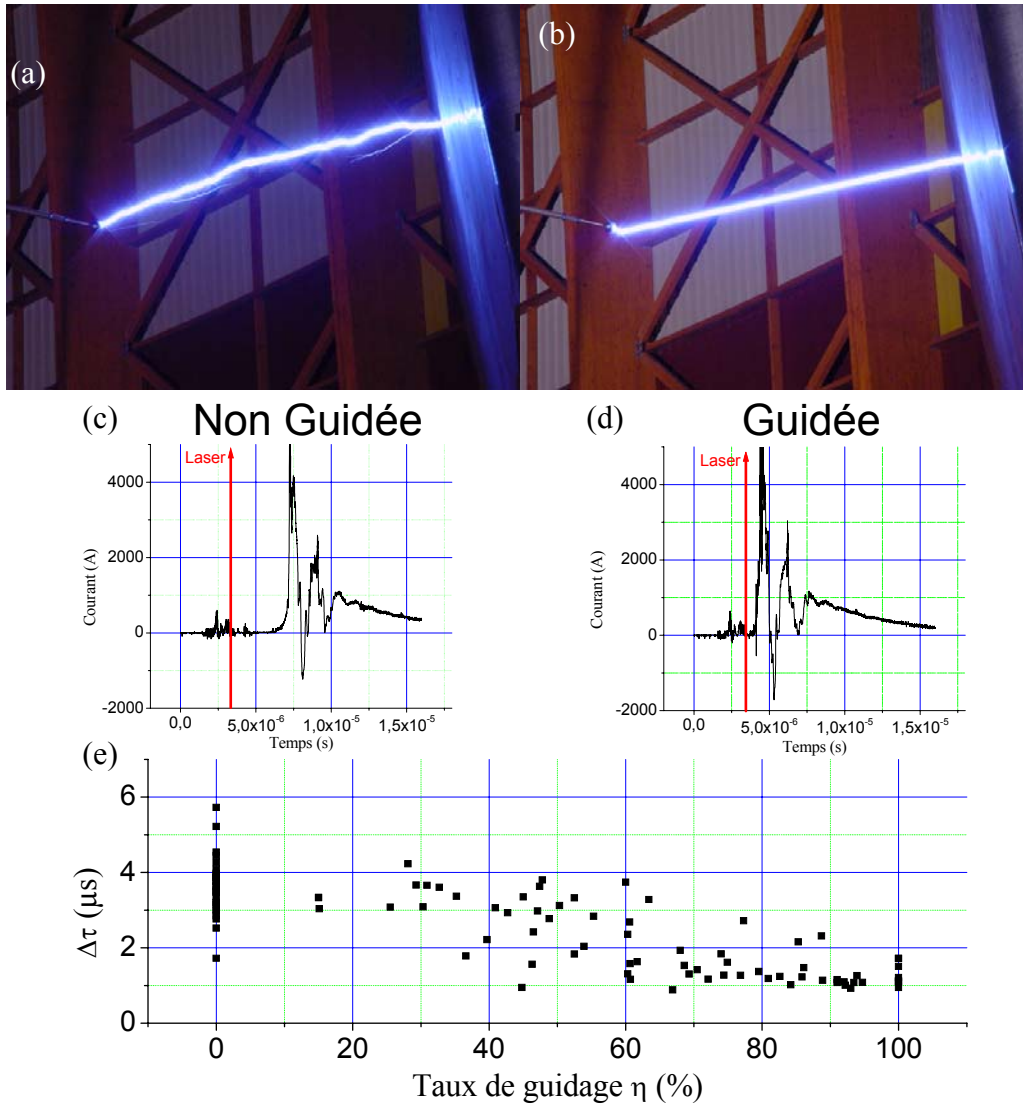


Figure 7.8 : (a) (b) Photographies d'une décharge non guidée et d'une décharge guidée par les filaments. (c) et (d) Evolution du courant en fonction du temps pour les décharges (a) et (b). (e) Evolution de $\Delta\tau$ (délai Mise sous tension - Décharge) en fonction du guidage de la décharge pour un délai laser $\delta = 1.2 \mu s$ et une tension appliquée de $-1.9 MV$.

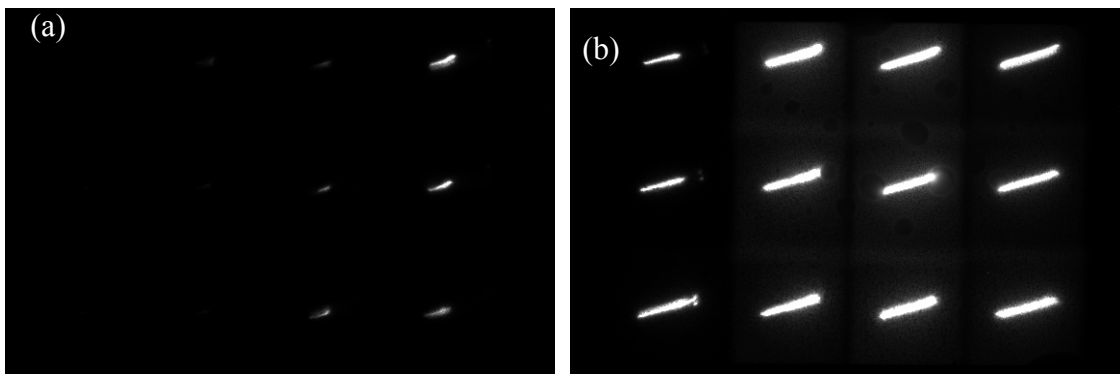


Figure 7.9 : Evolution de la décharge en fonction du temps pour respectivement une décharge non guidée (a) et une décharge guidée à 85 % (b). Chaque image est composée de 12 clichés. Les clichés ont un temps d'exposition de 50 ns et sont espacés de 40 ns. Le délai laser vaut $\delta = 1.2 \mu s$ et la tension appliquée maximum vaut $U_A = -1.9 MV$.

La figure 7.10.a représente une série de clichés montrant l'évolution dans le temps d'une décharge partiellement guidée dans la partie centrale à 42 % (voir figure 7.10.b). Le traceur négatif se développant à partir de l'électrode haute tension apparaît 3.8 μs après l'amorçage en tension. Un traceur positif apparaît 220 ns après au niveau de l'électrode de masse. Les deux traceurs progressent l'un vers l'autre jusqu'à ce que le trajet du traceur négatif rencontre celui des filaments. Le traceur négatif est alors guidé et progresse de façon continue à la rencontre du traceur positif. Contrairement au cas précédent, lors d'une décharge guidée, le traceur négatif apparaît beaucoup plus tôt dans le temps. La figure 7.11.a représente une série de 8 clichés montrant l'évolution dans le temps d'une décharge presque entièrement guidée à 85 % de la distance inter-électrode (voir figure 7.11.c). Pour les délais compris entre t_1 et t_4 nous avons extrait une coupe en intensité le long de la décharge. Les résultats sont représentés dans la figure 7.11.b. On remarque que 1.7 μs après l'amorçage en tension le traceur négatif est déjà guidé par les filaments et sa longueur est de 1m environ. Ce dernier progresse en direction de l'électrode de masse de manière quasi-continue avec une vitesse moyenne de l'ordre de $4.65 \pm 1 \text{ m } \mu\text{s}^{-1}$. Cette vitesse est légèrement surestimée car le traceur accélère à l'approche de l'électrode de masse. Néanmoins, elle reste dix fois plus importante que la vitesse d'un traceur négatif lors d'une décharge spontanée. Nous avons aussi remarqué que lors d'une décharge guidée aucun traceur positif provenant de l'électrode de masse n'est apparu. De plus, lors de la connexion entre le traceur négatif et l'électrode de masse une rupture de pente sur la courbe de courant et un courant de plusieurs centaines d'Ampères ont été observés 0.4 μs environ avant que le courant n'augmente jusqu'au claquage final. Connaissant à présent la vitesse du traceur négatif, nous souhaiterions connaître le délai entre le passage du laser et la formation des canaux de plasma et l'apparition du traceur négatif. Le traceur met 0.49 μs pour traverser l'intervalle d'air entre les deux électrodes. De plus, nous avons mesuré précédemment dans le cas d'une décharge guidée le délai entre le laser et le maximum de courant. Ce délai vaut $\Delta\tau_G = 1.09 \pm 0.05 \text{ } \mu\text{s}$. Nous pouvons donc en conclure qu'il s'écoule 200 ns entre la formation des canaux de plasma par filamentation femtoseconde et la formation du traceur négatif sur l'électrode haute tension. L'explication de ce délai entre le passage du laser et la formation de la décharge a été donnée par S. Tzortzakis *et al.* [7.11]. Les auteurs ont montré que le déclenchement de la décharge par un filament est différent du mécanisme habituel. Le courant électrique circulant dans le plasma froid initial réchauffe rapidement une fine colonne d'air, sans amorcer la décharge, car la durée de vie du plasma est insuffisante ($\tau_{\text{fil}} = 130 \text{ ps}$ [7.11]). La colonne d'air chauffé subit ensuite une expansion latérale que l'on peut modéliser par un code hydrodynamique. Lorsque

la dépression centrale atteint la valeur critique pour une décharge, celle-ci peut s'amorcer. Le retard à la décharge calculé est en bon accord avec le temps de latence mesuré entre le passage de l'impulsion laser et le début de la décharge, soit 80 ns. A partir de mesures de diffractométrie résolue en temps les auteurs déduisent la température initiale de la colonne d'air chauffée. Cette interprétation a été récemment confirmée par D. F. Gordon *et al.* [7.13] qui trouvent un temps de latence de 166 ns environ avec la formation d'un streamer guidé. La valeur mesurée lors de nos expériences est donc du même ordre de grandeur que les valeurs mesurées dans la littérature.

L'analyse des clichés effectués avec la caméra rapide a permis de mettre en évidence un mécanisme d'évolution de décharge qui s'apparente plus à une décharge négative classique. En effet, d'après l'article de P. Ortega et al. [7.14], lors d'une décharge négative se produisant sur une longue distance inter-électrode, un leader négatif relié à l'électrode haute tension par des streamers positifs peut se former dans l'intervalle d'air. Ce type de leader est appelé « space leader » et se développe en direction des deux électrodes. La figure 7.12.a représente une série de clichés montrant l'évolution dans le temps d'une décharge partiellement guidée à 72 % (voir figure 7.10.b). On remarque dans le premier cliché que 1.7 μ s après l'amorçage en tension un « space leader » se développe entre les deux électrodes à environ 1 ± 0.2 m de l'électrode sphérique haute tension. Ce leader se développe 220 ns avant l'apparition du traceur négatif issu de l'électrode haute tension. De plus, il s'allonge en direction des deux électrodes pour rejoindre tout d'abord le traceur négatif puis l'électrode de masse 500 ns après sa formation entre les deux électrodes. Il faut aussi noter que comme précédemment, il n'y a pas eu formation d'un traceur positif provenant de l'électrode de masse.

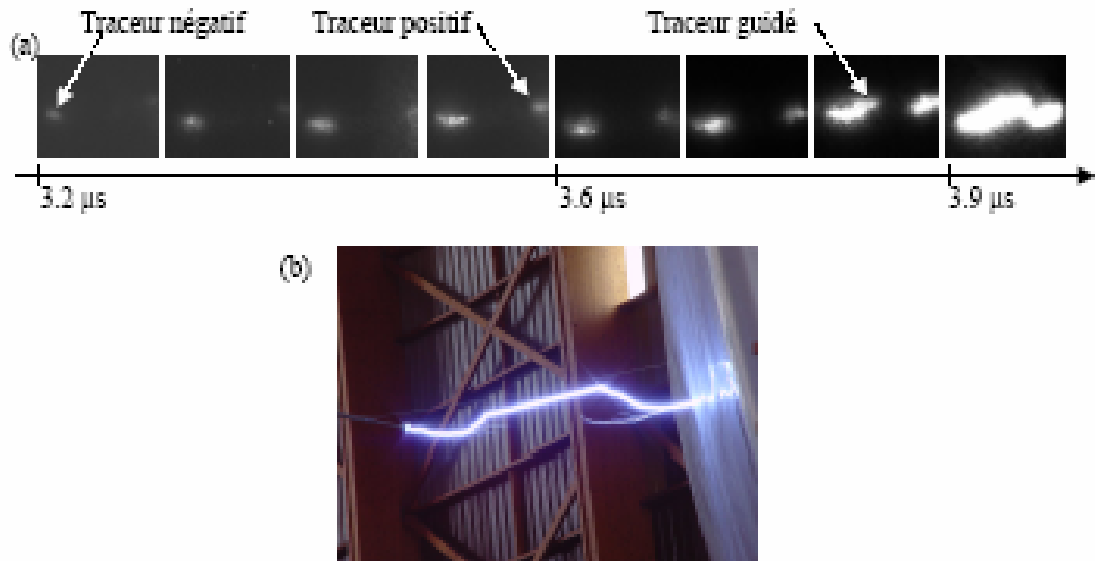


Figure 7.10 : (a) Evolution de la décharge en fonction du temps pour une décharge partiellement guidée à 42 % en son centre. Chaque image est composée de 12 clichés. Les clichés ont un temps d'exposition de 50 ns et sont espacés de 40 ns. (b) Photographie correspondant à la décharge. Le délai laser vaut $\delta = 0.9 \mu\text{s}$ et la tension appliquée maximum vaut $U_A = -1.9 \text{ MV}$.

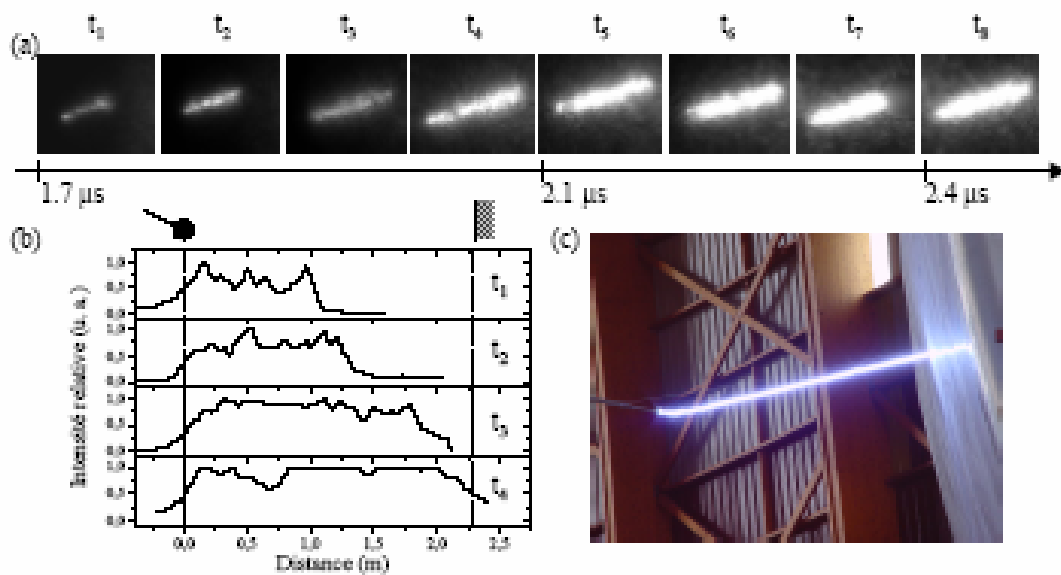


Figure 7.11 : (a) Evolution de la décharge en fonction du temps pour une décharge guidée à 85 %. Les clichés ont un temps d'exposition de 50 ns et sont espacés de 40 ns. (b) Coupes longitudinales de la décharge pour respectivement les temps t_1 , t_2 , t_3 et t_4 . Ces courbes nous donnent l'évolution du traceur guidé par les filaments au cours du temps. Les traits en pointillés représentent les positions relatives de l'électrode haute tension et de l'électrode de masse. (c) Photographie de la décharge. Le délai laser vaut $\delta = 0.9 \mu\text{s}$ et la tension appliquée maximum vaut $U_A = -1.9 \text{ MV}$.

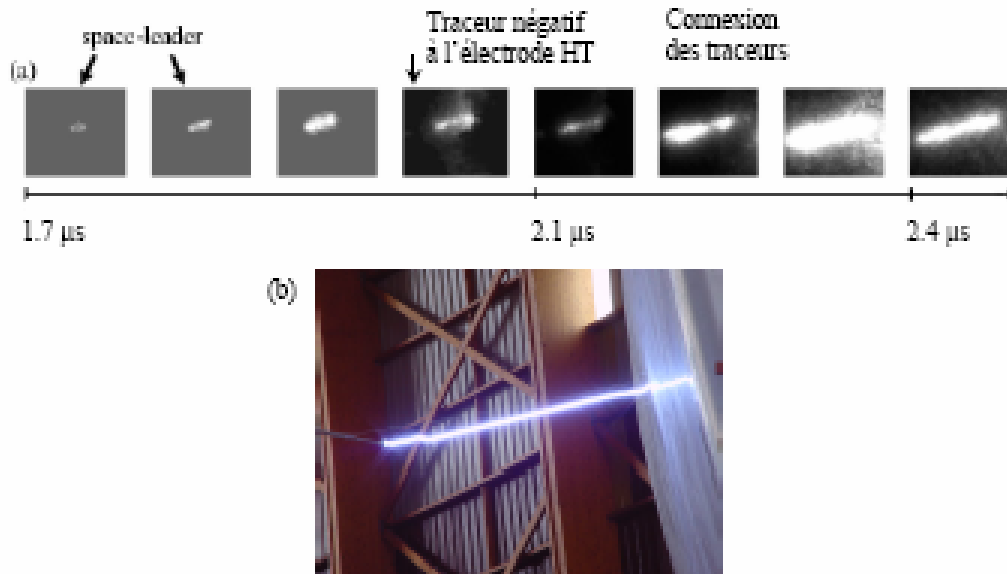


Figure 7.12 : (a) Evolution de la décharge en fonction du temps pour une décharge partiellement guidée à 72 %. Chaque image est composée de 12 clichés. Les clichés ont un temps d'exposition de 50 ns et sont espacés de 40 ns. (b) Photographie correspondant à la décharge. Le délai laser vaut $\delta = 0.9 \mu\text{s}$ et la tension appliquée maximum vaut $U_A = -1.9 \text{ MV}$.

7.2.6 Etude de l'influence de canaux de plasma sur une décharge négative de 3.4 m de long

Nous nous sommes ensuite intéressés au cas où la distance inter-électrode valait $d = 3.4 \text{ m}$. La tension maximum appliquée entre les électrodes était $U_A = -2.3 \text{ MV}$. Comme précédemment, la tension est assez élevée pour que toutes les décharges soient spontanées sans la présence du laser. Nous avons fait varier le délai laser par rapport à l'onde tension afin de maximiser le nombre de décharges guidées et la longueur de la portion de la décharge guidée. La figure 7.13 représente la tension appliquée par unité de longueur au moment du passage du laser (U_L) en fonction du maximum de pourcentage de la longueur guidée. Chaque tension correspond à un délai laser. On remarque que, comme précédemment pour $d = 2.3 \text{ m}$, lorsque le délai laser augmente, la tension correspondant au passage du laser augmente car on progresse dans le front de montée de l'échelon de tension ; on augmente de cette manière la longueur de la section de décharge guidée par les filaments. Nous pouvons alors déduire de ce graphique que le délai optimum pour cette série de mesures est $\delta = 1.7 \mu\text{s}$, correspondant à une tension de chauffage $U_L = 1.78 \text{ MV}$ (83 % de la tension maximum), soit -5.3 kV cm^{-1} . Néanmoins, contrairement au cas de la distance $d = 2.3 \text{ m}$, la décharge n'est pas entièrement guidée. Le pourcentage maximum de longueur guidée est $\eta_{\text{max}} = 74.5 \%$ ($l = 2.5 \text{ m}$) et nous pouvons remarquer que contrairement à $d = 2.3 \text{ m}$ nous n'observons

aucune saturation de la courbe η_{\max} en fonction de U_L . En effet, le délai laser n'a pas été suffisamment déplacé pour atteindre la tension maximum.

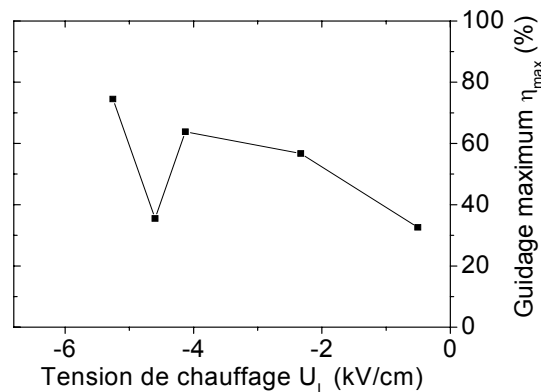


Figure 7.13 : Evolution de la tension de « chauffage » par unité de longueur (tension appliquée aux canaux de plasma au moment où le laser passe) en fonction du maximum du pourcentage de guidage η_{\max} (rapport de la longueur de la section de décharge guidée sur la distance entre les électrodes). La distance entre les électrodes est $d = 3.4$ m et la tension maximum appliquée est $U_A = -2.3$ MV.

Nous avons représenté dans la figure 7.14 l'évolution de l'intervalle de temps entre le laser et la décharge $\Delta\tau$ (délai entre l'impulsion laser et le maximum de courant) en fonction du pourcentage de longueur de décharges guidées (rapport de la longueur de la section droite de la décharge sur la longueur entre les deux électrodes) pour différents délais laser (voir figure 7.14.a). On remarque tout d'abord qu'à mesure que le délai laser augmente le guidage maximum et le nombre de décharges guidées augmente. De plus, le délai entre le laser et la décharge vaut $\Delta\tau_{NG} = 9.82 \pm 1.76$ μs lorsque la décharge n'est pas guidée, c'est-à-dire lorsque les canaux de plasma n'ont aucune influence sur la décharge alors que lorsque la décharge est guidée à 74.5 %, le délai est plus faible et vaut $\Delta\tau = 2.5$ μs .

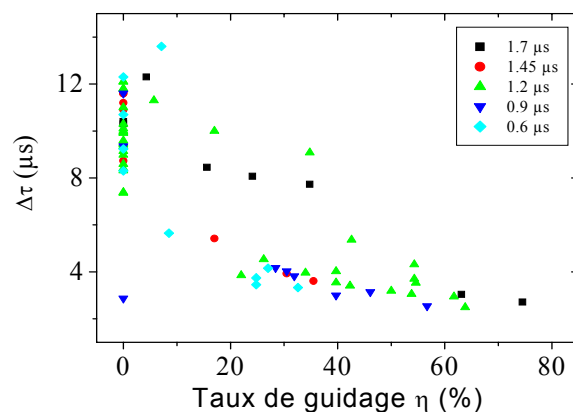


Figure 7.14 : Evolution de $\Delta\tau$ (délai Mise sous tension - Décharge) en fonction du guidage de la décharge pour différents délais laser δ , et une tension appliquée de -2.3 MV.

7.2.7 Déclenchement et guidage de décharge négative de 4.5 m de long par les filaments

Après avoir mis en évidence l'influence des canaux de plasma sur une décharge électrique dans une configuration où la tension est assez grande pour que la décharge soit spontanée, nous allons à présent nous intéresser au déclenchement de la décharge par les filaments. La configuration expérimentale est la suivante. Les électrodes sont espacées de 4.5 m et nous appliquons une onde tension dont le maximum vaut $U_A = -2.15$ MV. Cette valeur est bien au-dessous de la tension de claquage naturelle. En effet, pour une telle distance inter-électrode la tension pour obtenir une décharge spontanée en polarité négative vaut environ - 3 MV. En présence des canaux de plasma générés par le laser, nous avons observé que la décharge était déclenchée pour une tension de -2.15 MV seulement, ce qui correspond à une réduction de la tension de claquage de 28 %. Cette valeur est en bon accord avec les précédents résultats de déclenchement de décharge présentés par M. Rodriguez *et al.* [7.9]. Afin d'optimiser le déclenchement et le guidage de la décharge nous avons fait varier comme précédemment le délai du laser par rapport à l'échelon de tension. Pour différents délais laser compris entre 0.5 et 2.2 μ s, nous avons représenté dans la figure 7.15.a l'évolution du délai $\Delta\tau$ (délai entre le laser et le maximum de courant) en fonction du pourcentage de la longueur de décharge guidée (rapport de la section droite de décharge guidée sur la distance séparant les deux électrodes). On peut noter tout d'abord qu'il n'y a aucune décharge non guidée et que le taux de guidage est toujours supérieur à 13 % quel que soit le délai laser. De plus, à mesure que le délai laser augmente le nombre de décharges déclenchées augmente ainsi que leur taux de guidage. Cette augmentation du taux de guidage implique par la même occasion une diminution du délai entre le laser et la décharge. En effet, le délai passe de $\Delta\tau_{\max} = 9.9 \pm 1.8$ μ s lorsque la décharge est guidée à 13 %, à $\Delta\tau_{\min} = 3.8$ μ s lorsque la décharge est guidée à 43 %. L'augmentation du taux de guidage et par voie de conséquence la diminution du délai $\Delta\tau$ sont directement reliés à la tension appliquée au moment du passage du laser. La figure 7.15.b représente l'évolution du taux de guidage maximum en fonction champ électrique moyen au moment du passage du laser (tension de chauffage U_L). A mesure que le délai laser augmente, les canaux voient alors une tension de chauffage plus importante et la longueur de décharge guidée augmente. Néanmoins, malgré le fait que pratiquement toutes les décharges ont été déclenchées par le laser, la longueur de la section de décharge guidée ne dépasse pas 1,9 m. Cette limitation est peut-être due à la

durée de vie des canaux de plasma qui n'est pas suffisamment longue pour que la leader négatif qui se développe dans l'intervalle d'air compris entre les électrodes voie suffisamment longtemps le canal rectiligne reliant les deux électrodes.

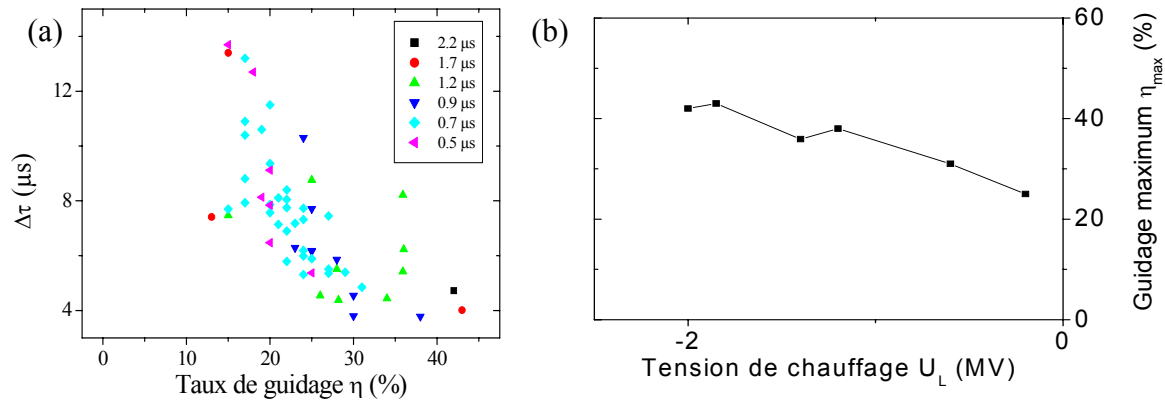


Figure 7.15 : (a) Evolution de $\Delta\tau$ (délai Mise sous tension - Décharge) en fonction du guidage de la décharge pour différents délais laser δ , et une tension appliquée de -2.15 MV. (b) Evolution de la tension de « chauffage » par unité de longueur (tension appliquée aux canaux de plasma au moment où le laser passe) en fonction du maximum du pourcentage de guidage η_{max} (rapport de la longueur de la section de décharge guidée sur la distance entre les électrodes). La distance entre les électrodes est $d = 4.5$ m.

Afin d'avoir une meilleure idée de la formation de la décharge lorsqu'elle est déclenchée par les filaments, nous avons étudié son évolution dans le temps. La figure 7.16 montre une série de clichés pris à l'aide d'une caméra rapide (voir figure 7.16.a), l'évolution de la tension et du courant (voir figure 7.16.b), et la photographie correspondante de la décharge partiellement guidée et déclenchée par le laser (voir figure 7.16.c). Le laser est envoyé 1.2 μs après l'amorçage en tension. Sur la première image de la figure 7.16.a, on remarque qu'une charge d'espace guidée (« space-leader ») se développe entre les électrodes à 1 mètre environ de l'électrode de haute tension. Ce traceur négatif se développe en direction des deux électrodes. La vitesse de propagation de ce traceur vers l'électrode de haute tension peut être calculée à partir des images successives de sa propagation. Elle est de l'ordre de $2.4 \pm 0.5 \times 10^6 \text{ m s}^{-1}$. Cette valeur est en bon accord avec les valeurs précédemment mesurées [7.9]. Après la connexion entre le traceur provenant de la charge d'espace et le traceur provenant de l'électrode haute tension, un nouveau traceur se développe en direction de l'électrode de masse. Le délai entre le passage du laser et l'apparition de la charge d'espace a été calculé à partir des clichés de la caméra rapide et vaut $800 \pm 300 \text{ ns}$ (moyenne sur 7 tirs). De plus, l'évolution du courant en fonction du temps montre que la connexion entre le traceur négatif et la charge d'espace (« space leader ») rectiligne induit une impulsion de courant de 1600 A environ quelques microsecondes avant que le courant n'augmente jusqu'au claquage

final. Ceci est le comportement caractéristique d'une décharge négative. Après la connexion entre les deux traceurs, on observe un très fort courant atteignant 5000 A circulant entre les deux électrodes. La consommation de charge atteint alors $400 \mu\text{C.m}^{-1}$ avant le claquage final de la décharge. Cette valeur est deux fois plus importante que pour une décharge spontanée pour laquelle on mesure $150 \pm 30 \mu\text{C m}^{-1}$ en bon accord avec la valeur mesurée par Th. Ress *et al.* [7.15] (soit $158 \mu\text{C m}^{-1}$).

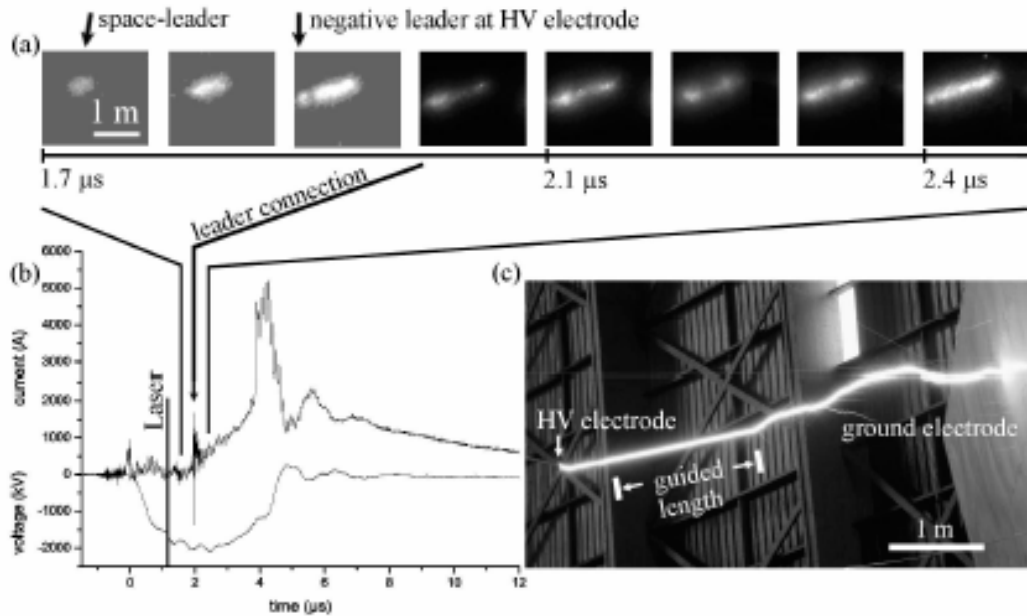


Figure 7.16 : (a) Evolution de la décharge en fonction du temps pour une décharge partiellement guidée à 42 %. Chaque image est composée de 12 clichés. Les clichés ont un temps d'exposition de 50 ns et sont espacés de 40 ns. (b) Evolution de la tension et du courant en fonction du temps. Le délai laser vaut $\delta = 1.2 \mu\text{s}$, la tension appliquée maximum vaut $U_A = -2.15 \text{ MV}$ et la distance entre les électrode est $d = 4.5 \text{ m}$. (c) Photographie de la décharge déclenchée et partiellement guidée par les canaux de plasma générés par filamentation femtoseconde.

7.2.8 Conclusion

Les canaux de plasma générés par la propagation autoguidée des impulsions lasers femtosecondes infrarouges dans l'atmosphère peuvent être utilisés pour déclencher et guider une décharge électrique par contact ohmique entre les électrodes. Nous avons tout d'abord montré qu'il était possible de diriger une décharge de polarité négative sur toute sa longueur lorsque la tension appliquée était suffisamment élevée pour que les décharges soient spontanées. La distance entre les électrodes était de 2.3 mètres. Les résultats ont permis de mettre en évidence une réduction du délai entre le passage du laser et la décharge et de ses fluctuations. Nous avons mesuré pour une décharge entièrement guidée $\Delta\tau_G = 1.09 \pm 0.05 \mu\text{s}$.

De plus, l'analyse des clichés obtenus avec la caméra rapide indique qu'il y a un temps de latence entre le passage du laser et l'initiation du traceur négatif guidé qui est de l'ordre de 200 ns. Nous avons mis en évidence que la vitesse du traceur négatif guidé était beaucoup moins élevée que dans le cas d'une décharge naturelle et valait $4.65 \pm 1 \text{ m } \mu\text{s}^{-1}$. Enfin, nous avons montré pour la première fois qu'il était possible de déclencher et de guider des décharges pour une distance de 4.50 mètres entre les électrodes avec réduction de 28 % de la tension de claquage spontané. Les images recueillies à l'aide de la caméra rapide ont mis en évidence que le traceur guidé (« space leader ») se développait entre les deux électrodes comme lors d'une décharge négative classique. Ce comportement a aussi été observé pour des décharges se développant sur un intervalle de 2.3 mètres.

7.3 DECLENCHEMENT ET GUIDAGE DE DECHARGES HAUTE TENSION DANS DES CONDITIONS DE PLUIE

Le but de cette partie est de montrer qu'il est possible de guider et de déclencher des décharges haute tension sur une distance de 1.2 m et au travers d'un nuage de gouttelettes denses. Les filaments sont générés par des impulsions femtosecondes térawatts et traverse un nuage dense de gouttelettes en ionisant l'air. Le nuage réduit expérimentalement la probabilité de décharge de 30 %, mais n'a que très peu d'influence sur le seuil nécessaire pour déclencher une décharge. Ce résultat est favorable pour des expériences dans des conditions réelles de déclenchement de la foudre.

7.3.1 Introduction et procédure expérimentale

Nous venons de voir qu'il était possible de déclencher et de guider des décharges haute tension sur des distances pouvant atteindre 4.50 m. Néanmoins, ces expériences ont été effectuées dans des conditions d'air « sec ». Pour des expériences de déclenchement de la foudre dans un orage réel, il est nécessaire de connaître l'influence de la pluie sur la déclenchement et le guidage de la décharge. Dans une publication récente [7.16], il a été montré que les filaments pouvaient traverser des gouttelettes d'eau, même pour des diamètres de goutte plus grands que celui du filament. Cependant, la présence de gouttes a deux effets majeurs, l'un sur la propagation du laser car elles induisent des pertes par absorption, l'autre sur la décharge en elle-même car elles réduisent la tension de claquage. Les particules d'eau ou de glace sont aussi nécessaires pour générer les charges à l'intérieur du cumulo-nimbus, mais aussi pour initier les décharges naturelles. A ce jour, en raison des difficultés techniques dues au fonctionnement de la haute tension et du laser dans des conditions d'humidité élevée, une seule étude concernant cet effet a été effectuée au Japon avec un laser CO₂ focalisé dans de la brume. Dans cette partie, nous étudierons l'effet de la pluie sur le guidage et le déclenchement de décharges par les filaments.

Afin de réaliser une telle expérience, nous avons utilisé le laser Teramobile décrit précédemment dans le chapitre 3 (voir § 3.2) et un générateur haute tension de Marx. Cette expérience a été réalisée à l'université technique de Berlin (Institut für Energie und Automatisierungstechnik, TU Berlin). Les impulsions de tension fournies par le générateur ont un temps de montée de 1.2 µs, une largeur à mi-hauteur de 50 µs et une tension

maximum de 2MV. Le laser est envoyé 5 μ s après la tension maximum de l'impulsion de tension. On utilise pour les électrodes une configuration pointe-plan. La première électrode est une sphère métallique de 12 cm de diamètre à laquelle est fixée un fil métallique rigide de 10 cm de long placé sur le trajet du faisceau. La seconde électrode est un disque métallique plan de 3 m de diamètre. Les deux électrodes sont espacées de 1.2 m (voir figure 7.17).

L'impulsion laser permettant de générer les filaments est focalisée à environ 20 m, soit 1 m avant les électrodes. Le nombre de filaments est d'environ 15 sur une longueur de 5 m. La focale du télescope a été ajustée de manière à avoir le maximum de filaments présents entre les deux électrodes.

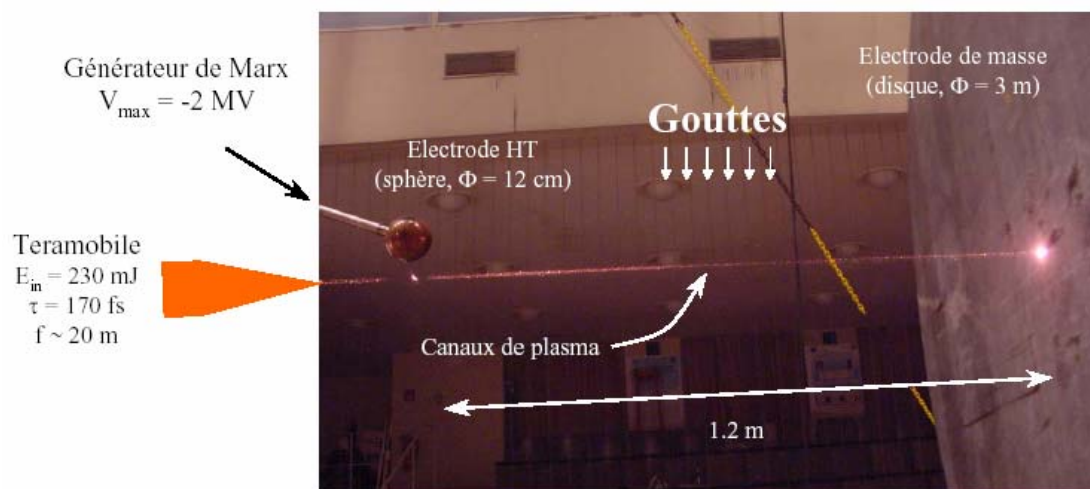


Figure 7.17 : Représentation du dispositif expérimental.

Nous avons ensuite ajouté à ce dispositif un générateur de gouttelettes permettant de créer une pluie homogène avant et entre les deux électrodes avec un flux correspondant à une pluie abondante (1.4 mm/min.). De plus, la dimension longitudinale du « nuage » le long de l'axe de propagation du laser était d'environ 3 m avec un coefficient d'extinction moyen d'environ 0.14 m^{-1} , une concentration de $0.3 \text{ particules/cm}^3$ avec un diamètre moyen de goutte de 0.5 mm. La transmission optique à travers le nuage est de 25 %. Afin de caractériser l'atmosphère dans laquelle se propage le faisceau, nous avons mesuré l'humidité relative (HR), la température (T) et le rapport de mélange de vapeur d'eau (VMR). En présence de la pluie ces quantités valent respectivement : HR = 48 %, T = 19° C et VMR = 1 %. De même, en air « sec » elles valent : HR = 34 %, T = 22° C et VMR = 0.9 %. Au vu de ces résultats, nous pouvons conclure que les conditions atmosphériques sont relativement identiques pour les deux configurations (avec et sans pluie). En revanche, les gouttes de pluie influent sur

l'absorption de l'énergie du faisceau, sur sa diffusion et sur la tension seuil de claquage de la décharge.

7.3.2 *Influence de la pluie sur les décharges spontanées*

Nous avons tout d'abord caractérisé l'effet du nuage de gouttelettes sur les décharges spontanées sans laser. Nous avons alors mesuré la probabilité d'avoir une décharge spontanée en fonction de la tension appliquée entre les deux électrodes (voir figure 7.18). Les points de mesure ont été approximés par une fonction de tendance de la forme : $1 + \tanh(\alpha(U - U_{50}))$ où α est une constante ajustable, U la tension appliquée et U_{50} correspond à l'amplitude nécessaire de l'impulsion électrique pour avoir 50 % de décharge. Cet ajustement nous permet de déduire que les valeurs respectives du U_{50} en air sec et sous la pluie sont 1295 kV et 1260 kV. Les gouttelettes réduisent donc le U_{50} seulement de 3 %. Cela implique que la tension de claquage est légèrement plus basse en présence du nuage. Cet effet peut être compris qualitativement par le fait que le potentiel d'ionisation de l'eau est plus faible que celui de l'oxygène ou celui de l'azote. En revanche, le faible taux d'humidité relative dans le nuage exclut l'effet de la vapeur d'eau.

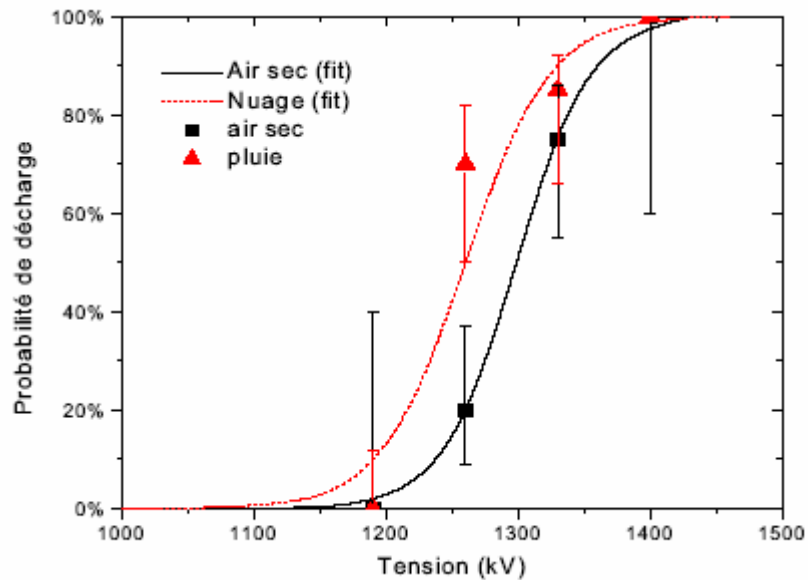


Figure 7.18 : Influence de la pluie sur la probabilité d'avoir une décharge spontanée en fonction de la tension appliquée entre les deux électrodes. Les carrés évidés représentent les points de mesures en air « sec » et les triangles les points de mesures en présence de la pluie. Les courbes continues et en pointillés représentent respectivement les courbes de tendance pour l'air « sec » et sous la pluie. La fonction utilisée est décrite dans le texte.

7.3.3 *Influence de la pluie sur le déclenchement et le guidage des décharges*

Même si le nuage réduit la tension de claquage pour les décharges spontanées, il n'empêche pas les filaments de déclencher et de guider les décharges électriques bien que la pluie absorbe et diffuse l'énergie du faisceau (voir figure 7.19).

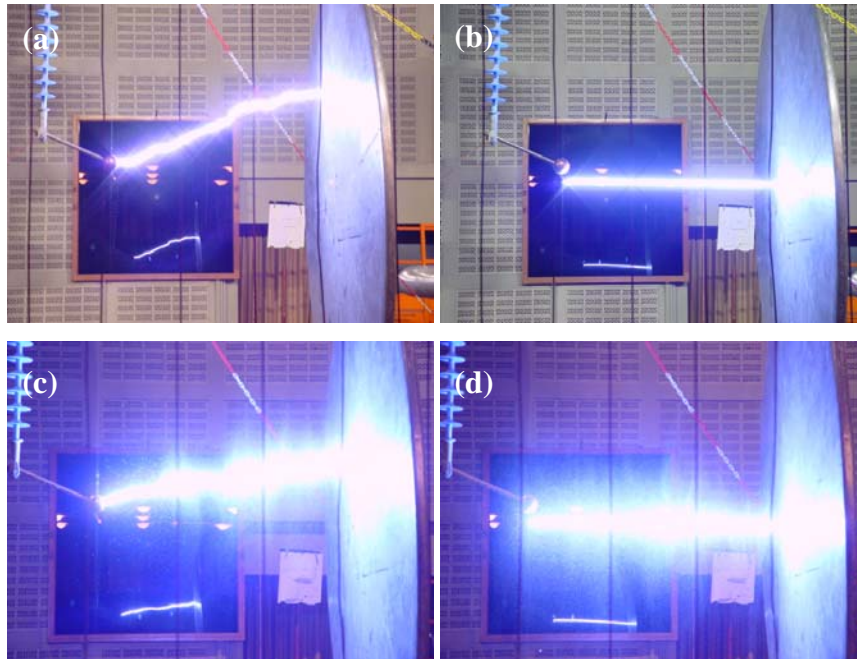


Figure 7.19 : Comparaison entre une décharge spontanée et une décharge guidée respectivement (a) et (b) en air « sec » et, (c) et (d) sous la pluie.

Le déclenchement des décharges sous la pluie a été observé pour des tensions allant jusqu'à 910 kV, contre une tension de 850 kV sans les gouttes et 1260 kV sans le laser mais avec la pluie. En revanche, la probabilité de déclenchement, pour des tensions inférieures à 1260 kV, diminue de 30 % en présence du nuage. Néanmoins, lorsque la décharge est déclenchée, le guidage est presque aussi efficace en air « sec » qu'en présence du nuage. La figure 7.20 représente le pourcentage de tirs déclenchés en fonction du pourcentage de longueur de décharge guidée, respectivement pour l'air sec et avec le nuage de gouttes pour des tensions appliquées inférieures à 1260 kV. Le nombre relatif de décharges guidées à 100 % est de 55 % en air « sec » contre 38 % sous la pluie. Bien qu'en présence du nuage le nombre de décharges guidées à 100 % soit diminué, 90 % des décharges déclenchées par les filaments sont guidées sur plus de 50 % de leur longueur et 60 % d'entre elles sont guidées sur plus de 60 % de leur longueur (voir figure 7.21).

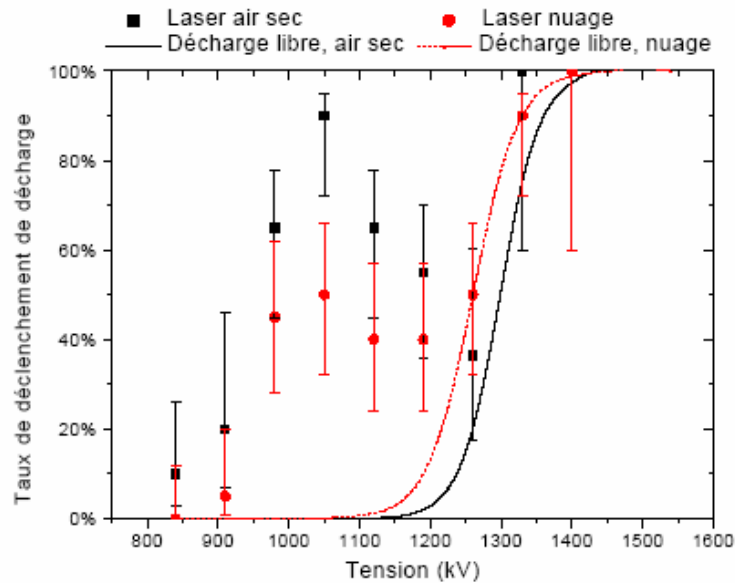


Figure 7.20 : Probabilité de décharge en fonction de la tension appliquée entre les deux électrodes. Les carrés représentent les points de mesures en air « sec » et les cercles les points de mesures en présence de la pluie. A titre de comparaison, les courbes de tendance pour les décharges spontanées ont été rajoutées (voir figure 7.).

Le fait que les effets de déclenchement et de guidage de la décharge haute tension soient toujours présents en présence de gouttes sur le trajet du faisceau peut s'expliquer par le fait qu'un nuage de même transmission que notre expérience (75 %) est transparent au filament. De plus, en considérant la taille des gouttes et leur densité, seulement 50 % des filaments rencontre une goutte sur le trajet. Ils renaissent ensuite grâce au réservoir d'énergie que constitue le faisceau et qui les entoure. Par conséquent, les pertes d'énergie dues à l'absorption par les gouttes d'eau joue un rôle important, et plus particulièrement lors d'expériences en conditions réelles pour déclencher la foudre.

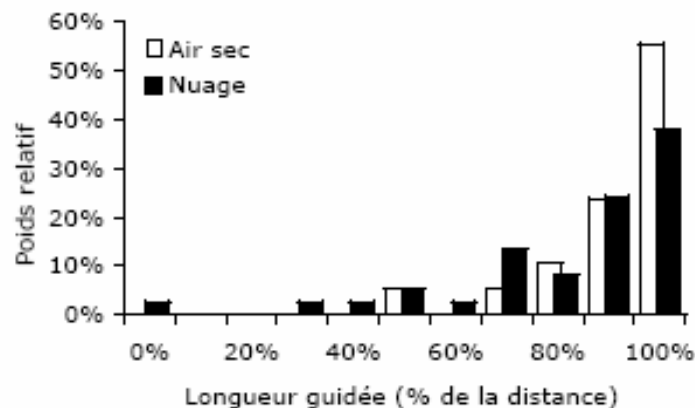


Figure 7.21 : Pourcentage du nombre de décharges déclenchées par laser en fonction du pourcentage de longueur guidée. Ce dernier est exprimée comme une fraction de la distance inter-électrode $d = 1.2$ m.

7.3.4 *Influence de l'énergie laser sur le déclenchement des décharges*

Afin de quantifier l'absorption d'énergie par les gouttes d'eau, nous avons fait varier l'énergie initiale du faisceau laser pour une tension appliquée fixée à 1050 kV (voir figure 7.22). Cette tension correspond au maximum de probabilité de déclenchement de décharge par les canaux de plasma générés par filamentation femtoseconde. Le fait de diminuer l'énergie diminue l'efficacité de déclenchement de la décharge et le phénomène est comparable en présence de la pluie. Ainsi, pour la tension optimale, en présence du nuage l'efficacité de déclenchement est divisée par 2 environ. Si on suppose que l'effet de diminution de l'efficacité de déclenchement est due à l'absorption du bain d'énergie (qui entoure les filaments) par le nuage, on devrait avoir une efficacité similaire (c'est-à-dire avec le nuage) lorsqu'on diminue l'énergie du laser de 25 % en air sec. Or, lorsqu'on réduit l'énergie du laser de 25 % en air sec, on a une diminution de l'efficacité seulement de 25 %. Pour obtenir la même efficacité, il faut diviser l'énergie par 2. Le nuage n'a donc pas pour seul effet de diminuer l'énergie du faisceau par absorption mais aussi de diminuer le nombre de filaments dans le faisceau en les diffractant, réduisant ainsi le nombre de contacts ohmiques entre les deux électrodes.

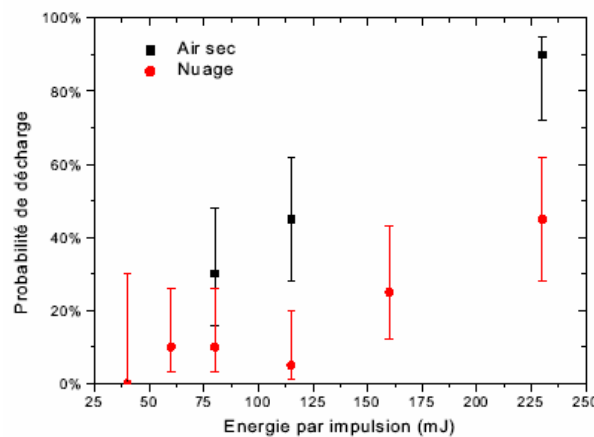


Figure 7.22 : Dépendance en énergie de la probabilité de décharge. La tension appliquée entre les deux électrode était de 1050 kV.

7.3.5 *Conclusion*

En conclusion, nous avons montré que les canaux de plasma générés par filamentation laser femtoseconde peuvent déclencher et guider une décharge haute tension sur une distance de 1.20 m, même en présence d'une pluie abondante. Les gouttes réduisent la probabilité de décharge pour un champ électrique et des conditions laser donnés et favorisent légèrement les décharges spontanées.

7.4 CONCLUSION ET PERSPECTIVES : EXPERIENCES DE DECLENCHEMENT DE LA Foudre

Les expériences que nous avons menées dans des installations de haute tension nous ont permis de mettre en évidence l'efficacité ainsi que les mécanismes de guidage et déclenchement de décharges de haute tension sur des distances pouvant atteindre 4,50 mètres. Nous avons aussi démontré que malgré une pluie abondante, les canaux de plasma générés par filamentation femtoseconde étaient toujours capables de déclencher et de guider des décharges de haute tension. Ces résultats sont donc particulièrement prometteurs pour le déclenchement et le guidage de la foudre à l'échelle atmosphérique.

Nous avons alors réalisé une série d'expériences préliminaires de déclenchement et de guidage de la foudre au Nouveau Mexique au « Langmuir Laboratory for Atmospheric Research » (USA) situé à 3,2 km d'altitude au dessus du niveau de la mer au sommet de la montagne Magdalena. Ce site est une zone très orageuse où il est possible d'étudier la foudre en un emplacement fixe. Nous avons choisi ce site pour deux raisons. Tout d'abord, la foudre a pu être déclenchée à l'aide de fils métalliques tirés par des fusées à plusieurs reprises. De plus, le laboratoire Langmuir possède plusieurs dispositifs de détection permettant de déterminer si le laser déclenche un éclair, ou si la colonne d'air ionisée par les filaments est suffisamment conductrice pour perturber le champ électrique local. Ces instruments permettent d'enregistrer le champ électrique et ses variations dans le temps, de localiser sur une carte en trois dimensions la position des décharges grâce à un réseau d'antennes (Lightning Mapping Array), ou d'enregistrer les décharges grâce à plusieurs caméras vidéo. Malheureusement au cours de cette campagne de mesures aucune décharge n'a été déclenchée par le laser, et aucune influence des canaux de plasma sur le champ électrique local n'a pu être mise en évidence. Néanmoins, au cours des trois mois d'expériences seulement deux orages ont eut lieu à proximité du hangar où se situait le laser, limitant le nombre de configurations qui auraient pu être testées comme l'influence du chirp ou de la focalisation du faisceau laser initial.

REFERENCES

- [7.1] P. Hubert, P. Laroche, A. Ebert-Berard, and L. Barret, *Triggered lightning in New Mexico*, Journal of Geophysical Research **89**, p. 2511-2521 (1984).
- [7.2] R. P. Fieux, C. H. Gary, B. P. Hutzler, A. R. Eybert-Berard, P. L. Hubert, A. C. Meesters, P. H. Perroud, J. H. Hamelin, and J. M. Person, *Research on artificially triggered lightning in France*, IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems **97**, p. 725-733 (1978).
- [7.3] D. W. Koopman and T. D. Wilkerson, *Channeling of an ionizing electrical streamer by a laser beam*, J. Applied Physics **42**, p. 1883-1886 (1971).
- [7.4] T. Shindo, Y. Aihara, M. Miki, and T. Suzuki, *Model experiments of laser-triggering lightning*, IEEE Transactions on Power Delivery **8**, p. 311-317 (1993).
- [7.5] Zhao, X. M., J.-C. Diels, C. Y. Wang et J. M. Elizondo, *Femtosecond ultraviolet laser pulse induced lightning discharges in gases*, IEEE Journal of Quantum Electronics **31**, 599-612 (1995).
- [7.6] D. Comptois, C. Y. Chien, A. Desparois, F. Génin, G. Jarry, T. W. Johnston, J.-C. Kieffer, B. La Fontaine, F. Martin, R. Mawassi, H. Pépin, F. A. M. Risk, and F. Vidal, P. Couture, H. P. Mercure, and C. Potvin, A. Bondiou-Clergerie, I. Gallimberti, *Triggering and guiding leader discharges using a plasma channel created by an ultrashort laser pulse*, Appl. Phys. Lett. **76**, n°7, p.819 (2000).
- [7.7] D. Comptois, H. Pépin, F. Vidal, F. A. M. Rizk, C. Y. Chien, T. W. Johnston, J.-C. Kieffer, B. La Fontaine, F. Martin, C. Potvin, P. Couture, H. P. Mercure, A. Bondiou-Clergerie, P. Lalande, and I. Gallimberti, *Triggering and guiding of an upward positive leader from a ground rod with an ultrashort laser pulse – I : Experimental results*, Transactions on Plasma Science **31**, n°3, p. 377 (2003).
- [7.8] S. Tzortzakis, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, S. Hüller, and P. Mora *Femtosecond Laser-guided Electric Discharge in Air*, Phys. Rev. E **64**, 57401 (2001).
- [7.9] M. Rodriguez and R. Sauerbrey, H. Wille and L. Wöste, T. Fujii, Y.-B. André and A. Mysyrowicz, L. Klingbeil, K. Rethmeier, and W. Kalkner, J. Kasparian, E. Salmon, J. Yu, and J.-P. Wolf, *Triggering and guiding megavolt discharges by use of laser-induced ionized filaments*, Opt. Lett. **27**, n°9, p. 772 (2002).
- [7.10] G. Méchain, C. D'Amico, Y.-B. André, S. Tzortzakis, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, A. Couairon, E. Salmon, R. Sauerbrey, *Range of plasma filaments*

- created in air by a multiterawatt femtosecond laser*, Optics Communications **247**, 171 (2005).
- [7.11] S. Tzortzakis, M. A. Franco, Y.-B. André, A. Chiron, B. Lamouroux, B. S. Prade, and A. Mysyrowicz, *Formation of a conducting channel in air by self-guided femtosecond laser pulses*, Physical review E **60**, n° 4 (1999).
- [7.12] L. B. Loeb, *Basic Processes of Gaseous Electronics*, University of California Press, Berkley, p. 618 (1960).
- [7.13] D. F. Gordon, A. Ting, R. F. Hubbard, E. Briscoe, C. Manka, S. P. Slinker, A. P. Baronavski, H. D. Ladouceur, P. W. Grounds, P. G. Girardi, *Streamerless guided electric discharges triggered by femtoseconde laser filaments*, Physics of Plasmas **10**, n° 11, p. 4530 (2003).
- [7.14] P. Ortegat, P. Domenst, A. Gibertt, B. Hutzlert and G. Rique, *Performance of a 16.7 m air rod-plane gap under a negative switching impulse*, J. Phys. D: Appl. Phys. **27**, p. 2379-2387 (1994).
- [7.15] Th. Reess, P. Ortega, A. Gibert, P. Domens, and P. Pignolet, *An experimental study of negative discharge in a 1.3m point-plane air gap: the function of the space stem in the propagation mechanism*, Journal of Physics D:Applied Physics **28**, 2306 (1995).
- [7.16] G. Méjean, J. Kasparian, J. Yu, E. Salmon, S. Frey, J.-P. Wolf, S. Skupin, A. Vinçotte, R. Nuter, S. Champeaux, L. Bergé, soumis à Phys. Rev. E.

CHAPITRE 8 : CONCLUSION GENERALE

Ce travail de thèse a porté sur la propagation non linéaire sous forme de filament des impulsions laser femtosecondes ultra-intenses dans l'air. Nos résultats issus des expériences en laboratoire et en extérieure apportent de nombreux éléments de réponses dans le domaine. Ces résultats ont été confirmés par des calculs numériques effectués à partir d'un code de propagation développé par A. Couairon. Ce code permet de simuler l'effet d'autoguidage d'impulsions femtosecondes dans l'air dans le régime de multi-filamentation sur plusieurs centaines de mètres avec les conditions initiales expérimentales. Ce code résout numériquement l'équation de Schrödinger non linéaire et décrit ainsi le comportement de l'impulsion laser dans l'approximation paraxiale. Il permet aussi d'identifier les conditions aux limites qui favorisent les cas de propagation autoguidée intéressants. Il prédit une auto-compression de la durée de l'impulsion, prédiction que nous avons vérifiée expérimentalement.

Nous avons démontré expérimentalement qu'il était possible de maîtriser le processus de filamentation et la formation de canaux de plasma sur de longues distances. En effet, en propageant un train de deux impulsions de focales différentes décalées de manière adéquate dans le temps, un canal de plasma unique et continu sur une grande distance peut être généré en connectant plusieurs canaux de plus courte distance. Nous avons aussi mis en évidence que le contrôle de la longueur et de la localisation des filaments pouvait s'effectuer en agissant sur la dérive en fréquence de l'impulsion laser initiale pour des puissances bien supérieures à la puissance critique. On peut ainsi maximiser soit la génération d'un continuum de fréquences, soit la présence de canaux de plasma sur des distances pouvant atteindre plus de 300 m, soit la longueur d'intenses canaux de lumière. Ces canaux de lumière intenses ont été observés jusqu'à 2350 m et leur intensité est de l'ordre de $10^{12} \text{ W cm}^{-2}$. Enfin, nous avons montré que l'on pouvait organiser de manière déterministe la formation de figures multi-filamentaires en imposant des conditions initiales d'amplitude ou de phase au faisceau. Les structures organisées de filaments sont régulières, stables et reproductibles.

Les applications atmosphériques à longue portée impliquent des propagations verticales à de très hautes altitudes. Nous avons donc étudié la filamentation pour différentes pressions de l'air. Ces études expérimentales et théoriques ont permis de démontrer que la filamentation

femtoseconde subsistait à des pressions correspondant à des altitudes allant jusqu'à environ 11 km. Nous avons confirmé ces observations dans des conditions réelles à pression réduite au sommet d'une montagne située à 3.2 km d'altitude avec le laser Teramobile. Le nombre de filaments est moindre mais le comportement du processus de filamentation pour un faisceau de forte puissance en fonction du chirp est similaire à celui observé à pression atmosphérique standard.

Nous avons également poursuivi l'étude du déclenchement et du guidage de décharges haute tension à l'aide de filaments. Les expériences menées dans les installations haute tension de l'Université Technique de Berlin et du CEAT à Toulouse ont permis de mettre en évidence les mécanismes de déclenchement et de guidage de décharges haute tension sur des distances pouvant atteindre 4,50 m. Ceci constitue un record pour ce genre de décharges. Nous avons aussi démontré que malgré une pluie abondante, les canaux de plasma générés par filamentation femtoseconde subsistaient et étaient toujours capables de déclencher et de guider des décharges de haute tension. Ces résultats sont donc particulièrement prometteurs pour le déclenchement et le guidage de la foudre à l'échelle atmosphérique.

- [1] S. Tzortzakis, **G. Méchain**, G.-B. Patalano, Y.-B. André, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, J.-M. Munier, M. Gheudin, G. Beaudin, P. Encrenaz, *Coherent sub-THz radiation from Femtosecond infrared filaments in air*, Optics Letters **27**, 1944 (2002).
- [2] S. Tzortzakis, **G. Méchain**, G.-B. Patalano, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, *Concatenation of Femtosecond Infrared Filaments in Air*, Applied Physics B, **76**, 609-612 (2003).
- [3] A. Couairon, **G. Méchain**, S. Tzortzakis, B. Lamouroux, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, *Propagation of twin laser pulses in air and concatenation of plasma strings produced by femtosecond infrared filaments*, Optics Communications **225**, 177 (2003).
- [4] **G. Méchain**, S. Tzortzakis, B. Prade, M. Franco, A. Mysyrowicz, B. Leriche, *Calorimetric detection of THz radiation from femtosecond filaments in air*, Applied Physics B, **77**, 707-709 (2003).
- [5] **G. Méchain**, A. Couairon, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, *Organizing multiple femtosecond filaments in air*, Physical Review Letters, **93**, 35003 (2004).
- [6] **G. Méchain**, A. Couairon, Y.-B. André, C. D'Amico, S. Tzortzakis, M. Franco, B. Prade, S. Tzortzakis, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, *Long range self-channeling of infrared laser pulses in air: a new propagation regime without ionisation*, Applied Physics B, **79**, 379-382 (2004).
- [7] R. Ackermann, K. Stelmaszczyk, P. Rohwetter, G. Mejean, E. Salmon, J. Yu, **G. Méchain**, J. Kasparian, V. Bergmann, S. Schaper, B. Weise, T. Kumm, K. Rethmeier, W. Kalkner, J.-P. Wolf, L. Wöste, *Triggering and guiding of megavolt discharges by laser-induced filaments under rain conditions*, Applied Physics Letters, **85**, 23 (2004).
- [8] **G. Méchain**, C. D'Amico, Y.-B. André, S. Tzortzakis, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, *Range of plasma filaments created in air by a multiterawatt femtosecond laser*, Optics Communications **247**, issues 1-3, 171-180 (2005).
- [9] A. Couairon, M. Franco, **G. Méchain**, T. Olivier, B. Prade, A. Mysyrowicz, *Femtosecond filamentation in air at low pressures : part I : theory and numerical simulations*, accepté Optics Communications.

- [10] **G. Méchain**, T. Olivier, A. Couairon, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, *Femtosecond filamentation in air at low pressures : part II : Laboratory experiments*, accepté Optics Communications.
- [11] **G. Méchain**, Y.-B. André, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, G. Méjean, R. Ackermann, E. Salmon, J. Yu, J. Kasparian, J.-P. Wolf, P. Rohwetter, K. Stelmaszczyk, L. Wöste, R. Sauerbrey, B. Winn, V. Schlie, *Propagation of fs-TW laser filaments in adverse atmospheric conditions*, Applied Physics B **80**, p. 785-789 (2005).
- [12] R. Ackermann, **G. Méchain**, G. Méjean, R. Bourayou, M. Rodriguez, K. Stelmaszczyk, J. Kasparian, J. Yu, E. Salmon, S. Tzortzakis, Y.-B. André, J.-F. Bourrillon, L. Tamin, J.-P. Cascelli, C. Campo, C. Davoise, A. Mysyrowicz, R. Sauerbrey, L. Wöste, J.-P. Wolf, *Influence of negative leader propagation on the triggering and guiding of high voltage discharges by laser filaments*, accepté Applied Physics B.
-

- [1] **G. Méchain**, S. Tzortzakis, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, *Concatenation of femtosecond laser filaments in air*, WE-Heraeus-Seminar, 13-16 October 2002, Bad Honnef, Germany.
- [2] **G. Méchain**, A. Couairon, S. Tzortzakis, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, *Filamentation in air with twin femtosecond laser pulses*, CLEO/QELS 2003, Baltimore Convention Center, June 1-6 2003, Baltimore, Maryland, USA.
- [3] S. Tzortzakis, **G. Méchain**, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, *Femtosecond infrared filaments in air : a source of coherent THz radiation*, CLEO/QELS 2003, Baltimore Convention Center, June 1-6 2003, Baltimore, Maryland, USA.
- [4] **G. Méchain**, A. Couairon, S. Tzortzakis, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, *Filamentation dans l'air avec une paire d'impulsions lasers femtosecondes*, VIIIe Congrès « Plasma » de la société Française de Physique, 5-7 Mai 2003, CEA Cadarache.
- [5] **G. Méchain**, Y.-B. André, C. D'Amico, A. Couairon, M. Franco, S. Tzortzakis, B. Prade, A. Mysyrowicz, E. Salmon, R. Sauerbrey, *Long range horizontal propagation of femtosecond self-channelled laser pulses in air*, CLEO/IQEC 2004, The Moscone Center West, 16-22 May 2004, San Francisco, California, USA.
- [6] **G. Méchain**, A. Couairon, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, *Deterministic multi-filamentation in air : experimental*, CLEO/IQEC 2004, The Moscone Center West, 16-22 May 2004, San Francisco, California, USA.
- [7] **G. Méchain**, M. Franco, A. Couairon, T. Olivier, B. Prade, A. Mysyrowicz, *Femtosecond Filamentation in Air at Low Pressures*, CLEO/ QELS 2005, Baltimore Convention Center, June 1-6 2003, Baltimore, Maryland, USA.

➤ Autres communications effectuées en temps que co-auteur :

- [8] S. Tzortzakis, **G. Méchain**, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, *How to connect femtosecond laser filaments in air*, ICO 2002, 25-30 August 2002, Florence, Italy.
- [9] S. Tzortzakis, **G. Méchain**, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz, *Connecting femtosecond laser filaments in air*, IQEC/LAT 2002, 24-27 June 2002, Moscow, Russia.
- [10] A. Mysyrowicz , A. Couairon, **G. Méchain**, M. Franco, B. Prade, *Long range filamentary propagation in air*, OSA 2004 Hawaï, *Conférence invitée*.

- [11] J. Yu, J. Kasparian, G. Méjean, E. Salmon and J.-P. Wolf, S. Tzortzakis, **G. Méchain**, Y.-B. André and A. Mysyrowicz, M. Rodriguez, H. Wille, K. Stelmaszczyk and L. Wöste, R. Bourayou and R. Sauerbrey, L. Klingbeil, K. Rethmeier and W. Kalkner, C. Davoise, *Décharges de haute tension déclenchées et guidées par des impulsions laser ultra-courtes*, Journées des phénomènes ultrarapides 2003, Mittelwihr, France, 22-24/10/03 (J. Yu).
- [12] J.-P. Wolf, G. Méjean, R. Ackermann, L. Bergé, V. Bergman, R. Bourayou, S. Frey, J. Kasparian, T. Kumm, F. Lederer, **G. Méchain**, U. Peschel, K. Rethmeier, M. Rodriguez, P. Rohwetter, E. Salmon, S. Schaper, S. Skupin, K. Stelmazszyk, B. Weise, J. Yu, W. Kalkner, R. Sauerbrey, L. Wösten, *Propagation of TW laser pulses in air and applications to lightning control*, Cleo Europe 2005 (Munich, Germany). Invited talk, J.-P. Wolf
- [13] B. Prade, **G. Méchain**, T. Olivier, M. Franco, A. Mysyrowicz, A. Couairon, *Study of filamentation as a function of pressure*, ICONO/ LAT 2005, May 11-15 2005, St Petersburg, Russia, *Conférence invitée*.
- [14] J.-P. Wolf, G. Méjean, R. Ackermann, L. Bergé, V. Bergman, R. Bourayou, S. Frey, J. Kasparian, T. Kumm, F. Lederer, **G. Méchain**, U. Peschel, K. Rethmeier, M. Rodriguez, P. Rohwetter, E. Salmon, S. Schaper, S. Skupin, K. Stelmazszyk, B. Weise, J. Yu, W. Kalkner, R. Sauerbrey, L. Wösten, *Propagation of TW laser pulses in air and applications to lightning control*, Cleo Europe 2005 (Munich, Germany). Invited talk, J.-P. Wolf.
-

ABSTRACT

When propagating through the atmosphere intense femtosecond (fs) laser pulses organize into intense self-guided light pulses (filament). In turn, such self-guided pulses generate in their wake extended thin plasma column. My PhD thesis work has been dedicated to the study of this non-linear propagation, to its control over long distances propagation and to its applications to atmospheric sciences.

Filamentation allows multi-terawatt fs laser pulses to propagate over very long distances, reaching hundred meters. Using appropriate temporal chirps, the onset of the filament as well as its length can be controlled. A maximum ionization distance of 300 m was found. A shorter pulse duration favored the amount of broadband continuum detected at long distance, while longer negative chirps led to the appearance of bright light channels ($I \sim 10^{12} \text{ W cm}^{-2}$) at 2350 m. We also show that it is possible to organize regular filamentation patterns in air by imposing either strong field gradients or phase distortions into the input beam profile. The patterns are reproducible from shot to shot and are well explained by the numerical simulations.

In order to achieve a control of the filamentation process over long distances through the atmosphere for applications such as LIDAR or lightning control, the properties of filaments have been studied in details as a function of the pressure. The results show that femtosecond filamentation can occur at low pressures ($0.2 \leq p \leq 1 \text{ atm}$), which corresponds to altitudes up to $\sim 11 \text{ km}$.

Moreover, we have demonstrated that triggering and guiding high-voltage discharges thanks to plasma strings generated by femtosecond filamentation is possible over gaps up to 4,50 m, even under rain with an efficiency comparable to that observed in dry air. These results are particularly promising for a laser lightning rod.

Résumé

Ce travail de thèse a porté sur la propagation non linéaire sous forme de filament des impulsions laser femtosecondes ultra-intenses dans l'atmosphère.

Nous avons démontré qu'il était possible de maîtriser le processus de filamentation et la formation de canaux de plasma sur de longues distances. En propageant deux impulsions de focales différentes décalées de manière adéquate dans le temps, un canal de plasma unique et continu peut être généré en connectant deux canaux subséquents. Nous avons aussi mis en évidence que le contrôle de la longueur et de la localisation des filaments pouvait s'effectuer en agissant sur la dérive en fréquence initiale. On peut ainsi maximiser soit la génération d'un continuum de fréquences, soit la présence de canaux de plasma sur des distances pouvant atteindre plus de 300 m, soit la longueur d'intenses canaux de lumière ($I \sim 10^{12} \text{ W cm}^{-2}$). Enfin, nous avons montré que l'on pouvait organiser de manière déterministe la formation de figures multi-filamentaires en imposant des conditions initiales d'amplitude ou de phase au faisceau.

Les applications atmosphériques à longue portée impliquent des propagations à de très hautes altitudes. Nous avons donc étudié la filamentation pour différentes pressions de l'air. Nous avons démontré que la filamentation fs subsistait à des pressions correspondant à des altitudes allant jusqu'à $\sim 11 \text{ km}$.

Nous avons également démontré la possibilité de déclencher et guider des décharges haute tension à l'aide de filament sur des distances pouvant atteindre 4,50 m, ainsi que sous la pluie. Ces résultats sont particulièrement prometteurs pour le déclenchement et le guidage de la foudre à l'échelle atmosphérique.

Abstract

When propagating through the atmosphere intense femtosecond laser pulses organize into intense self-guided light pulses (filament). In turn, such self-guided pulses generate in their wake extended thin plasma column. My PhD thesis work has been dedicated to the study of this non-linear propagation, to its control over long distances propagation and to its applications to atmospheric sciences.

Filamentation allows multi-terawatt femtosecond laser pulses to propagate over very long distances, reaching hundred meters. Using appropriate temporal chirps, the onset of the filament as well as its length can be controlled. A maximum ionization distance of 300 m was found. Shorter pulse duration favoured the amount of broadband continuum, while longer negative chirps led to the appearance of bright light channels ($I \sim 10^{12} \text{ W m}^{-2}$) at 2350 m. We also show that it is possible to organize regular filamentation patterns by imposing either strong field gradients or phase distortions into the input beam profile.

In order to achieve a control of the filamentation process over long distances through the atmosphere, the properties of filaments have been studied in details as a function of the pressure. The results show that fs filamentation can occur at low pressures ($0.2 \leq p \leq 1 \text{ atm}$), which corresponds to altitudes up to $\sim 11 \text{ km}$.

Moreover, we have demonstrated that triggering and guiding high-voltage discharges thanks to plasma strings generated by femtosecond filamentation is possible over gaps up to 4,50 m, even under rain with an efficiency comparable to that observed in dry air. These results are particularly promising for a laser lightning rod.